

Frankfurt 1968

G. Presser



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41545303_0046

Untersuchung der inelastischen Neutronenstreuung zum
ersten T=1 Niveau in ${}^6\text{Li}$ und analoger Reaktionen.

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades

der

Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Johann Wolfgang Goethe-Universität

zu Frankfurt am Main

vorgelegt von
Gunter Presser
aus Ottweiler/Saar

Frankfurt am Main, 1968

Gedruckt mit Genehmigung der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Universität
Frankfurt am Main

Dekan: Prof. Dr. W. Martienssen

Erster Berichterstatter: Priv. Doz. Dr. R. Bass

Zweiter Berichterstatter: Prof. Dr. E. Schopper

Tag der mündlichen Prüfung: 28. Juni 1968



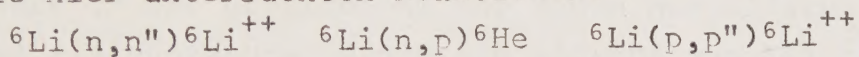
Inhalt

=====

I	Einleitung	1
II	Die Reaktion ${}^6\text{Li}(\text{n},\text{n}''){}^6\text{Li}^{++}$	3
II,1	Vorbemerkungen	3
II,2	Experimente ohne Flugzeitdiskriminierung	4
II,2,1	Versuchsaufbau	4
II,2,2	Neutronenerzeugung und Neutronennachweis	4
II,2,3	Streuung	5
II,2,4	γ -Detektor	5
II,2,5	Untergrund	6
II,3	Experimente mit Flugzeitdiskriminierung	7
II,3,1	Methode	7
II,3,2	Experimenteller Aufbau	8
II,3,3	Spektren und Untergrund	10
II,4	Auswertung der γ -Spektren	11
II,5	Ergebnisse	12
II,6	Fehlerdiskussion	13
III	Die Reaktion ${}^6\text{Li}(\text{n},\text{p}){}^6\text{He}$	15
III,1	Meßmethode	15
III,2	Experimenteller Aufbau	15
III,3	Ergebnisse	17
IV	Die Reaktion ${}^6\text{Li}(\text{p},\text{p}''){}^6\text{Li}^{++}$	19
IV,1	Meßmethode und experimenteller Aufbau	19
IV,2	Ergebnisse	20
V	Interpretation der Meßergebnisse	21
V,1	Modellunabhängige Beziehungen	21
V,2	Reaktionsmechanismen	23
V,3	Zwischenkernreaktionen	24
V,3,1	Hinweise auf Zwischenkernanregungen	24
V,3,2	Formeln	26
V,3,3	Ergebnisse	29
V,3,4	Diskussion der Ergebnisse	30
V,4	Direkte Reaktionen	36
VI	Zusammenfassung	39
	Literatur	40

I Einleitung =====

In dieser Arbeit wird über Untersuchungen der inelastischen Neutronen- und Protonenstreuung zum zweiten angeregten Zustand von ${}^6\text{Li}$ ($E=3,562$ MeV, $J^\pi=0^+$, $T=1$) /1/ und der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ zum Grundzustand von ${}^6\text{He}$ ($J^\pi=0^+$, $T=1$) berichtet. Bei Verallgemeinerung der Bezeichnung "Analogzustände" für Energiezustände isobarer Kerne, deren Wellenfunktionen sich nur in der z-Komponente der zugehörigen Isospinfunktionen unterscheiden, können Reaktionen, die allein in den Isospin z-Komponenten der beteiligten Partner und Zustände differieren, "analog" genannt werden. Ein Beispiel bilden die hier untersuchten Reaktionen:



Der zweite angeregte Zustand von ${}^6\text{Li}$ und der Grundzustand von ${}^6\text{He}$ gehören zu dem energetisch niedrigsten $A=6, T=1$ Isospintriplett ${}^6\text{He}, {}^6\text{Li}^{++}, {}^6\text{Be}$; Neutron und Proton bilden ein Isospindublett ($T=1/2$). Da in guter Näherung die eigentlichen Kernkräfte ladungsunabhängig sind, erwartet man gleichartiges Verhalten analoger Reaktionen, insbesondere bestehen einfache Beziehungen zwischen den Wirkungsquerschnitten der einzelnen Reaktionen.

Untersuchungen von Kernreaktionen können sowohl über den Reaktionsmechanismus als auch über Eigenschaften von Kernzuständen (z.B. von Zwischenkernzuständen) Aufschluß geben. Durch den Vergleich experimenteller Ergebnisse mit theoretischen Aussagen über Energieniveaus kann die Anwendbarkeit verschiedener Kernmodelle, wie Schalenmodell, Clustermodell oder Rotationsmodell, geprüft werden. Von Einzelfällen abgesehen liefern Schalen- und Clustermodell gute Vorhersagen für leichte Kerne (etwa ab $A=6$). Untersuchungen direkter Reaktionsmechanismen im Bereich leichter Kerne haben in den letzten Jahren großes Interesse gewonnen, da es oft möglich ist, aus ihnen Aussagen über Art und Stärke effektiver Wechselwirkungen bei Reaktionen zu erhalten.

Anlaß zu dieser Arbeit waren Untersuchungen der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ von R. Bass und K. Krüger /2/. In der Anregungsfunktion wurde bei der Neutronenenergie $E_n=4,6$ MeV eine

Anomalie gefunden, als deren Ursache die Anregung des ersten $T=3/2$ Zustands im Zwischenkern ${}^7\text{Li}$ vermutet wurde /3/.

Zur weiteren Klärung des Reaktionsverhaltens wurden in der vorliegenden Arbeit die Messungen von R. Bass und K. Krüger mit verbesserter experimenteller Technik wiederholt, und die zur ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ Reaktion analogen Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ und ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$ untersucht.

Obwohl bereits viele Untersuchungen von Neutronenreaktionen am Kern ${}^6\text{Li}$ ausgeführt worden sind /4/ wurde bisher keine Anregung des 3,56 MeV Niveaus von ${}^6\text{Li}$ durch inelastische Neutronenstreuung gefunden. Aussagen über Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$ waren zu Beginn dieser Arbeit ebenfalls nicht vorhanden. Über die Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ existierten neben den Ergebnissen von R. Bass und K. Krüger /2/ nur Angaben des Wirkungsquerschnitts bei 6 Neutronenenergien im Bereich $E_n = 3,5-8,6$ MeV /5/.

II Die Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$

=====

II,1 Vorbemerkungen

Bei inelastischer Streuung an einem Kern wird dieser in einen angeregten Zustand versetzt, der unter Teilchen- oder γ -Emission weiter zerfällt. Wirkungsquerschnitte für inelastische Prozesse können deshalb sowohl durch Nachweis der inelastisch gestreuten Teilchen, als auch durch Nachweis der Folgeprodukte beim Zerfall des angeregten Kernzustandes bestimmt werden. Welche der beiden Methoden die geeignete ist, wird von der speziellen Reaktion und von den Aussagen, die aus dem Experiment gewonnen werden sollen, abhängen. Viele Ergebnisse zur inelastischen Neutronenstreuung wurden durch Nachweis von γ -Quanten, die beim Zerfall angeregter Kernzustände emittiert werden, erhalten /6/. Diese Methode ist i. allg. mit wesentlich weniger experimentellem Aufwand verbunden als Nachweis und Energie-selektion inelastisch gestreuter Neutronen.

Alle angeregten Zustände des Kerns ${}^6\text{Li}$ liegen oberhalb der Schwelle für Teilchenemission (${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d, Q = -1,472 \text{ MeV}$) /1/. Das zweite angeregte Niveau ($E = 3,562 \text{ MeV}; J^\pi = 0^+$) kann jedoch wegen der gleichzeitigen Erhaltung von Spin und Parität nicht in den energetisch erlaubten Kanal $\alpha + d$ zerfallen. Dieses Niveau geht durch γ -Emission ($E_\gamma = 3,56 \text{ MeV}$) in den Grundzustand von ${}^6\text{Li}$ über. Da das zerfallende Niveau den Spin 0 besitzt, ist die emittierte γ -Strahlung im Ruhesystem des zerfallenden Kerns isotrop. Beim Übergang vom Ruhesystem des angeregten ${}^6\text{Li}$ -Kerns in das Laborsystem entsteht eine Anisotropie der γ -Winkelverteilung; die Abweichungen von der Isotropie liegen bei den hier betrachteten Experimenten jedoch weit unterhalb der experimentellen Nachweisgenauigkeit. Deshalb kann die über alle Winkel integrierte Anregungsfunktion der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ aus Messungen der 3,56 MeV γ -Ausbeute unter einem festen Winkel im Laborsystem ermittelt werden. Störende γ -Quanten von anderen Übergängen in ${}^6\text{Li}$, bzw. zusätzliche 3,56 MeV γ -Quanten aus Kaskadenzerfällen höher liegender Niveaus sind nicht zu erwarten, da alle höheren Niveaus bevorzugt in Teilchenkanäle zerfallen.

Abb.1 zeigt im linken Teil das Reaktionsschema der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$. Die Reaktionsschwelle im Laborsystem liegt bei $E_n = 4,15$ MeV. Im Zwischenkern ${}^7\text{Li}$ können Zustände oberhalb 10,8 MeV angeregt werden. In diesem Anregungsbereich bereits gefundene Zustände von ${}^7\text{Li}$ /1/ sind in Abb.1 eingezeichnet.

II,2 Experimente ohne Flugzeitdiskriminierung

II,2,1 Versuchsaufbau

Experimente wurden in der sog. "Ringgeometrieordnung", Abb.2, einer bei $(n,n'\gamma)$ Experimenten häufig benutzten Anordnung /6/ ausgeführt. Die Anordnung erlaubt die Verwendung relativ großer Streukörper, wodurch die bei Neutronenexperimenten, im Vergleich zu Experimenten mit geladenen Teilchen, kleine Quellstärke der Geschößteilchen teilweise kompensiert werden kann.

Monoenergetische Neutronen, die über eine Kernreaktion am Beschleuniger produziert werden, erzeugen im Streuring, z.B. durch inelastische Streuung, γ -Quanten, die in einem NaJ(Tl) Szintillationskristall nachgewiesen werden. Der γ -Detektor ist vor dem direkten Neutronenstrahl durch eine konusförmige Abschirmung aus Blei (15cm) und Eisen (36cm) geschützt. Die Elektronik zur Verarbeitung der Detektorimpulse besteht lediglich aus Vorverstärker, Hauptverstärker und Vielkanalanalysator.

II,2,2 Neutronenerzeugung und Neutronennachweis

Einzelheiten über Neutronenerzeugung und Neutronennachweis erübrigen sich, da ausführliche Behandlungen in der Literatur /6/ existieren. Monoenergetische Neutronen im Energiebereich $E_n = 4,0-8,0$ MeV wurden in einem Gastarget über die Reaktion $D(d,n){}^3\text{He}$ am 5,5 MeV Van de Graaff Beschleuniger erzeugt. Die Gaszelle hatte eine effektive Länge von 21mm und war zum Beschleunigersystem hin mit einer $1\text{mg}/\text{cm}^2$ dicken Nickelfolie abgeschlossen. Das Blendensystem vor der Gaszelle begrenzte den Deuteronenstrahldurchmesser auf maximal 3mm. Der D_2 -Fülldruck im Gastarget betrug, entsprechend einer Neutronenenergieunschärfe von 50 keV, 0,2 bis 0,6 atm. Eine genaue Beschreibung des Gastarget-Auffängersystems wird von Debertin und Meinel /7/ gegeben.

Der Neutronenfluß wurde mit einem 3mm ϕ x 3mm Plastikszintillator bestimmt.

II,2,3 Streuring

Der Streuring bestand aus 200g angereichertem Lithium-Metall mit der Zusammensetzung : 95,6% ^6Li und 4,4% ^7Li . Das Metall stand in Form zylindrischer Stücke der Abmessungen 40mm ϕ x 40mm zur Verfügung. Diese Stücke wurden von einem dünnen Stahldraht in Ringform zusammengehalten. Im Laufe der Zeit bildete sich auf der Oberfläche der Lithiumstücke eine weiße Schicht, die wohl hauptsächlich aus $\text{Li}(\text{OH})$ und Li_2CO_3 bestand. Eine Umhüllung für die Lithium-Stücke (z.B. aus Aluminium) wurde nicht verwendet, um die Untergrund γ -Strahlung beim Experiment möglichst klein zu halten.

II,2,4 γ -Detektor

Anfänglich wurde ein 3" ϕ x 3" NaJ(Tl)-Kristall zum Nachweis der 3,56 MeV γ -Strahlung benutzt. Experimente mit einem kleineren Kristall (1 3/4" ϕ x 2") brachten eine merkliche Verbesserung des Verhältnisses von Nutzzählrate zu Untergrund. Deshalb wurden die weiteren Versuche mit dem kleineren Kristall ausgeführt, obwohl dieser eine geringere Ansprechwahrscheinlichkeit für 3,56 MeV γ -Quanten besitzt. Ein Grund für den relativ niedrigeren Untergrund bei Experimenten mit dem 1 3/4" ϕ x 2" Kristall ist der folgende: In Verbindung mit dem kleineren Kristall konnte ein Streuring mit kleinerem Durchmesser verwendet werden als bei Experimenten mit dem 3" ϕ x 3" Kristall. Da der Streuer aus den vorhandenen sieben Lithiumstücken zusammengesetzt werden mußte, besaß der große Ring Lücken, während beim kleinen Ring die Lithiumstücke dicht nebeneinander saßen. Eine der Ursachen für hochenergetische Untergrund γ -Strahlung ($E_\gamma > 2\text{MeV}$) sind Neutronenreaktionen im NaJ Kristall und dessen Umhüllung /6/. ^6Li ist ein guter Neutronenabsorber in einem großen Energiebereich (eV-Bereich bis MeV-Bereich). Die Neutronen werden vorwiegend über die Reaktion $^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$, bei der keine γ -Quanten entstehen, absorbiert. Die Schwächung des Neutronenflusses am Ort des Kristalls ist umso größer, je

lückenloser die Abschirmung durch den ${}^6\text{Li}$ -Streuring ist. Der ${}^6\text{Li}$ -Ring hat neben der Funktion als Streuer auch die einer Abschirmung für den γ -Detektor gewonnen. Als Beispiel sei das Verhältnis V der 3,56 MeV Nutzimpuls-zählrate zur Untergrundzählrate bei $E_n=5,5$ MeV für beide Kristalle angegeben:

Kristall	3" ϕ x 3"	1 3/4" ϕ x 2"
V	1 : 12	1 : 6

Auch bei den Experimenten mit dem kleineren Kristall war der Untergrund noch bedeutend intensiver als die ${}^6\text{Li}(n,n'\gamma)$ Reaktionsausbeute, wodurch die quantitative Auswertung der γ -Spektren erschwert wurde.

Zur quantitativen Auswertung der gemessenen γ -Spektren wurde der Totalabsorptionspeak im Pulshöhenspektrum des NaJ-Szintillators verwendet. Zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte muß die Ansprechwahrscheinlichkeit des γ -Detektors für 3,56 MeV γ -Quanten in der Meßgeometrie bekannt sein. In den hier vorliegenden Fällen ist mit Ansprechwahrscheinlichkeit die GesamtabSORPTIONSPeak-Ansprechwahrscheinlichkeit gemeint. Messungen mit geeichten γ -Quellen ergaben den Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit im Bereich $E_\gamma = 0,5-2,75$ MeV, Abb.3 (Geometrie 2). In doppeltlogarithmischer Darstellung liegen die Meßpunkte auf einer Geraden. Theoretische Bestimmungen der Ansprechwahrscheinlichkeit für NaJ-Kristalle vergleichbarer Dimensionen /8/ ergeben zumindestens bis $E_\gamma=5$ MeV den Zusammenhang: $\log(\text{Ansprechwahrscheinlichkeit}) \sim \log(E_\gamma)$. Deshalb erscheint eine lineare Extrapolation des gemessenen Verlaufs in Abb.3 zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit bei $E_\gamma = 3,56$ MeV gerechtfertigt.

II,2,5 Untergrund

Die wichtigsten Ursachen für Untergrund γ -Quanten sind/6/:

- 1) vom Streuring elastisch oder inelastisch in den NaJ-Detektor gestreute Neutronen, die dort über Kernreaktionen ($(n,n'\gamma)$, $(n,p\gamma)$, $(n,\alpha\gamma)$, ...) γ -Quanten erzeugen;
- 2) entsprechende Prozesse in der Umgebung der Meßanordnung;

- 3) Strahlungseinfang langsamer Neutronen, Schnelle Neutronen werden vor allem in den Betonwänden des Bestrahlungsraumes moderiert und dann eingefangen.

Diese γ -Quanten können alle zum Untergrund beitragen, da bei der benutzten Meßanordnung keine Diskriminierung der γ -Strahlung nach ihrer räumlichen oder zeitlichen Entstehung möglich ist.

Ende 1966 erhielt das IKF eine pulsbare Ionenquelle für den 5,5 MeV Van de Graaff Beschleuniger. Damit wurde eine wesentliche Verbesserung der Ringgeometrie-Meßanordnung zur Untersuchung von $(n,n'\gamma)$ -Prozessen möglich.

II,3 Experimente mit Flugzeitdiskriminierung

II,3,1 Methode

$(n,n'\gamma)$ Experimente mit gepulstem Beschleunigerstrahl und somit, da die Neutronen über eine Kernreaktion erzeugt werden, gepulster Neutronenquelle, können, verglichen mit stationären Experimenten, eine zusätzliche Information liefern: die Zeitdifferenz zwischen der Erzeugung des Neutronenpulses und der Registrierung eines γ -Quants im NaJ Detektor. Da diese Zeitdifferenz vom Ort der γ -Erzeugung abhängt, ist es möglich einen Teil des unerwünschten γ -Untergrunds zu unterdrücken.

Zur Zeit T_0 werde im Gastarget ein Neutronenpuls erzeugt. Dann werden zunächst "prompte" γ -Quanten, d.h. solche, die im Target selbst oder in dessen näheren Umgebung entstehen, den NaJ Detektor erreichen. Der Detektor ist zwar durch einen Konus aus Blei und Eisen gegen direkte Strahlen vom Gastarget abgeschirmt, die prompten γ -Quanten können jedoch z.B. durch Compton-Streuung vom Ring aus in den Detektor gelangen. Ein 5 MeV Neutron braucht bei dem hier gewählten Abstand Gastargetmitte-Streuer von 60cm etwa 20 ns bis zur Ankunft am Streuer. Erst nach dieser Zeit ($T_0 + 20$ ns) werden im NaJ Szintillationszähler die gewünschten $(n,n'\gamma)$ -Ereignisse registriert. Untergrund γ -Quanten treffen, je nach ihrem Entstehungsort, zu früheren oder späteren Zeiten ein; sie führen zu einem Kontinuum im Zeitspektrum. Wegen der Länge des Neutronenpulses von etwa 10ns

tritt eine zeitliche Verschmierung und damit zum Teil auch Überlappung der einzelnen Prozesse auf.

Abb.4 zeigt das Zeitspektrum der γ -Strahlung bei einem $(n,n'\gamma)$ Experiment mit ${}^6\text{Li}$ -Streuung. Der experimentelle Aufbau mit dem dieses Spektrum gewonnen wurde wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Auf der Abszisse in Abb.4 ist die Zeit in Nanosekunden aufgetragen. Da es bei diesem Experiment nur auf Zeitintervalle ankommt, wurde der Zeitnullpunkt willkürlich gewählt. Die Ordinate gibt in logarithmischem Maßstab die Anzahl der γ -Impulse, mit der Nebenbedingung $E_\gamma > 2 \text{ MeV}$. Wegen der relativ großen Neutronenpulslänge von ungefähr 10 ns sitzt der prompte γ -Peak auf der linken Flanke des wesentlich höheren $(n,n'\gamma)$ -Peaks, der neben 3,56 MeV ${}^6\text{Li}$ - γ - Quanten einen großen Beitrag von Untergrund - γ - Quanten enthält, die zur gleichen Zeit im Zähler registriert worden sind. Man sieht, daß ein Teil des Untergrunds unterdrückt werden kann, wenn nur diejenigen γ -Quanten registriert werden, die " zur rechten Zeit", d.h. zur Ankunftszeit des Neutronenpulses am Streuring emittiert werden. $(n,n'\gamma)$ Experimente mit Flugzeitdiskriminierung werden in der Literatur (z.B. /6/) eingehend beschrieben, deshalb wird die technische Realisierung des Experiments im folgenden Kapitel nur kurz behandelt.

II,3,2 Experimenteller Aufbau

Die pulsbare Ionenquelle am 5,5 MeV Beschleuniger liefert Strahlimpulse von ca 10 ns Länge, bei einer Wiederholungsfrequenz von 1 MHz. Impulsströme bis zur 100 μA auf dem Target wurden für Deuteronenenergien $\geq 1 \text{ MeV}$ erhalten. Der elektronische Versuchsaufbau ist im Blockschaltbild in Abb. 5 dargestellt. Ein Zeit-Referenzsignal, das die Ankunft des Deuteronenstrahls am Target anzeigt, wird von einem Zeit - "pick-off" Zylinder /9/ abgeleitet. Der Deuteronenstrahl induziert beim Durchfliegen eines Kupferrohres einen Ladungsimpuls, der, nach Verstärkung in Breitbandverstärkern, in einem Tunneldiodendiskriminator (abgekürzt TDD) in einen Einheitsimpuls umgeformt und anschließend auf den "Start"- Eingang eines Zeit-Pulshöhenkonverters (die übliche Abkürzung ist TPC, von time to pulse height converter)

gegeben wird. Von der Anode des an den $1\frac{3}{4}'' \times 2''$ NaJ-Kristalls gekoppelten RCA 6342A Multipliers wird ein schnelles Signal (Anstiegszeit ≈ 5 ns) abgeleitet und in den zweiten TDD gegeben. Der Diskriminator unterdrückt Impulse, deren Höhe unterhalb einer einstellbaren Schwelle liegt und reduziert damit die Zählraten in den nachfolgenden Geräten. Für Eingangsimpulshöhen oberhalb der Schwelle liefert der Diskriminatorausgang Standardimpulse, die den Anforderungen des TPC, in den die Impulse vom Diskriminator aus gelangen, angepaßt sind. Im TPC wird die zeitliche Differenz zwischen "pick-off" Impuls und NaJ γ -Impuls in eine Impulshöhe umgewandelt. Abb.4 zeigt ein Konverterspektrum, das mit einem Vielkanalanalysator registriert wurde. Aus dem Zeitspektrum wird mit einem Einkanaldiskriminator (EKD) der interessierende Zeitbereich ausgeblendet. Die Ausgangsimpulse des EKD gehen in einen Eingang der Koinzidenzstufe. Zusätzlich zu dem schnellen Impuls von der Anode wird von der zweitletzten Dynode des Multipliers ein Signal ("Energiesignal") abgeleitet, verstärkt und über einen weiteren EKD in den zweiten Eingang der Koinzidenzstufe gegeben. Aus einem zweiten Verstärkerausgang wird das Energiesignal in den Vielkanalanalysator, der von der Koinzidenzstufe über ein Tor (Gate) geschaltet wird, geleitet. Im Vielkanalanalysator werden nur Ereignisse gespeichert, die

- 1) eine Zeitbedingung (Ereignis im $(n, n'\gamma)$ -Peak)
- 2) eine Energiebedingung ($E_\gamma > 2,5$ MeV) erfüllen.

Die zweite Bedingung wurde hauptsächlich zur Zählratenreduktion und somit zur Vermeidung von Totzeitverlusten gestellt. Hochspannungsgeräte und Verzögerungsleitungen sind im Blockschaltbild, Abb.5, nicht eingezeichnet. Wegen der niedrigen Zählraten brauchten keine großen Anforderungen bzgl. der Zeitauflösung an die Koinzidenzstufe gestellt werden; die Auflösung betrug etwa 5 μ s.

Einige Experimente wurden in Verbindung mit einem zweiparametrischen Vielkanalanalysator ausgeführt. Die Abänderung des Versuchsaufbaus ist in Abb.5, links unten, zu sehen. Hierbei wird das γ -Energiespektrum auf eine Achse ("x") des Analysators und das koinzidente Zeitspektrum vom TPC

auf die andere ("y") gegeben, Man erhält eine dreidimensionale Darstellung der Zahl der Impulse pro Zeitintervall und Pulshöhenintervall, aufgetragen gegen Zeit und Impulshöhe .,

II,3,3 Spektren und Untergrund

In Abb.6 werden zum Vergleich zwei γ -Spektren aus der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''\gamma)$ bei einer Neutroneneinschußenergie von 4,70 MeV gezeigt. Das obere Spektrum ist ohne, das untere mit Flugzeitdiskriminierung aufgenommen worden. Beide Spektren sind auf gleichen Neutronenfluß normiert. Gekennzeichnet sind die Peaks im Impulshöhenspektrum, die durch die 3,56 MeV γ -Strahlung entstehen: der Totalabsorptionspeak (3,56 MeV), der 1-Escapepeak (3,56-0,51 MeV) und der 2-Escapepeak (3,56-1,02 MeV). Die Energieeichung erfolgte mit einer ${}^{60}\text{Co}$ Quelle ($E_\gamma = 1,17$ und $1,33$ MeV; Summenpeak bei 2,50 MeV) und mit 4,43 MeV γ -Quanten aus der Reaktion ${}^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$. Die Flugzeitdiskriminierung bringt eine Reduktion des Untergrunds bei $E_\gamma = 3,56$ MeV um den Faktor 4,5. In der folgenden Tabelle sind die Verhältnisse von ${}^6\text{Li}$ 3,56 MeV γ -Impulszahlen zu Untergrundimpulszahlen eingetragen:

E_n (MeV)	${}^6\text{Li}$ - γ - Impulse: Untergrund	
	ohne Flugzeitdiskr.	mit Flugzeitdiskr.
4,7	1 : 5	1 : 1,1
5,6	1 : 6,2	1 : 2,9

Bei höheren Neutronenenergien verschlechtert sich das Verhältnis, da einerseits der Untergrund stark mit der Energie wächst, andererseits die 3,56 MeV γ -Ausbeute nahezu konstant bleibt. Messungen ohne Streuring ergaben einen im Bereich von $E_\gamma = 3,5$ MeV glatten Verlauf des Untergrunds. Bei Neutronenenergien oberhalb 5,5 MeV erscheint in den ${}^6\text{Li}(n,n'') \gamma$ -Spektren eine 4,43 MeV Untergrundstrahlung. Der 2-Escapepeak dieser γ -Strahlung ($E = 4,43 - 1,02 = 3,41$ MeV) liegt unglücklicherweise sehr nahe beim 3,56 MeV Totalabsorptionspeak. 4,43 MeV γ -Strahlung kann durch inelastische Neutronenstreuung an ${}^{12}\text{C}$, das sich, wie bereits erwähnt wurde, in der Verbindung Li_2CO_3 auf der Oberfläche

der Lithiumstücke gebildet hatte, entstehen. Die Reaktion $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$ besitzt im Bereich $E_n > 5$ MeV einen wesentlich höheren Wirkungsquerschnitt als die Reaktion $^6\text{Li}(n,n''\gamma)$ /10/. Deswegen sind bereits geringe Kohlenstoffmengen ausreichend um die ^6Li Messungen zu stören.

Die Meßzeiten zur Aufnahme eines ^6Li γ -Spektrums betrugen 1 bis 2 Stunden. Zur Bestimmung der zeitlichen Verteilung des Untergrunds wurden Messungen mit einem zweiparametrischen Vielkanalanalysator ausgeführt. Der 4096-Kanal Analysator war unterteilt in 32 Zeitkanäle $\times$ 128 γ -Energie-Kanäle. Abb.7 gibt ein zweiparametrisches Spektrum bei der Neutroneneinschußenergie $E_n = 4,7$ MeV wieder. Zusätzlich sind die integrierten Spektren eingezeichnet: einmal das über alle Zeitkanäle integrierte γ -Spektrum und zum anderen das über alle E_γ -Kanäle ($E_\gamma > 2,0$ MeV) integrierte Zeitspektrum. Aus einer Analyse der Einzel- γ -Spektren folgt, daß das zeitliche Maximum des Untergrunds im 3,5 MeV γ -Energiebereich nur wenige ns vom zeitlichen Maximum der 3,56 MeV ^6Li - γ -Zählrate verschoben ist. Dieser Effekt ist jedoch zu klein, um eine weitere Untergrunddiskriminierung, z.B. durch Wahl eines engeren Zeitfensters bei der Koinzidenz, zu erlauben. Eine Verbesserung wäre vielleicht bei Experimenten mit kürzerer Neutronenpulslänge möglich.

II,4 Auswertung der γ -Spektren

Die Auswertung der gemessenen γ -Spektren wird an Hand von Abb.8 erläutert. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wurde nur der 3,56 MeV Totalabsorptionspeak benutzt, da hier der Untergrund am günstigsten lag. Aus Messungen ohne Streuer wurde der Verlauf des Untergrundspektrums ermittelt und an das γ -Spektrum mit Lithiumstreuer im oberen Energiebereich ($E_\gamma > 4,4$ MeV) angepaßt. Bei diesem Verfahren wird vorausgesetzt, daß die Form des Untergrundspektrums, abgesehen von der gesondert behandelten 4,4 MeV Untergrundstrahlung, durch die Anwesenheit des Streuers nicht stark modifiziert wird. Abb.8 zeigt im obersten Teil ein gemessenes 3,56 MeV γ -Spektrum zusammen mit dem Untergrundverlauf; darunter ist das Differenzspektrum gezeichnet.

Besonders bei Spektren, die oberhalb 5,5 MeV Neutroneneinschußenergie gewonnen wurden, mußte zusätzlich zum glatt verlaufenden Untergrund ein 4,43 MeV γ -Spektrum abgezogen werden. In dem mittleren Spektrum von Abb.8 ist ein 4,43 MeV γ -Spektrum an das Differenzspektrum angepaßt worden. Darunter ist das, als Differenz erhaltene, 3,56 MeV ${}^6\text{Li}$ - γ - Spektrum aufgetragen. Zur Kontrolle des beschriebenen Verfahrens wurde die Form des 3,56 MeV γ -Spektrums mit der eines praktisch untergrundfreien 3,56 MeV Referenzspektrums verglichen (durchgezogene Kurve im untersten Bild von Abb.8). Ein nahezu untergrundfreies 3,56 MeV γ -Spektrum läßt sich aus der Reaktion ${}^9\text{Be}(p,\alpha){}^6\text{Li}^{++} \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma$, die bei $E_p = 2,56$ MeV eine ausgeprägte Resonanz besitzt /1/, erhalten.

II,5 Ergebnisse

Aus der Impulszahl im 3,56 MeV γ -Peak, der bekannten Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ-Detektors (II,2,4), dem gemessenen absoluten Neutronenfluß und verschiedenen Geometriefaktoren wurden absolute Wirkungsquerschnitte für die Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''\gamma)$ berechnet. Abb.9 zeigt die ermittelte Anregungsfunktion. Die angegebenen Wirkungsquerschnitte sind größtenteils Mittelwerte aus mehreren Meßreihen. Von der Reaktionsschwelle bei $E_n = 4,15$ MeV an wächst der Wirkungsquerschnitt bis zu einem Maximum bei $E_n = 4,65$ MeV. Dieses Maximum wurde auch bei früheren Messungen ohne Flugzeitdiskriminierung gefunden.

Ab $E_n \approx 5$ MeV verläuft die Anregungsfunktion nahezu konstant. Die Wirkungsquerschnittsangaben oberhalb $E_n = 6$ MeV sind sehr ungenau, da hier, wegen der starken Zunahme der Untergrundzählrate, Schwierigkeiten bei der Auswertung der gemessenen γ -Spektren auftraten.

Die Energieunschärfe des Neutronenstrahls am Ort des Streuers war 50 keV für $E_n < 6,0$ MeV und 100 keV für $E_n > 6,0$ MeV.

In der Literatur existieren nur Angaben über obere Grenzen für Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$. Weder die inelastisch gestreuten Neutronen /11/, /13/, noch die γ -Quanten aus dem Zerfall des angeregten 3,56 MeV ${}^6\text{Li}$ -Zustandes /12/, /13/, wurden bisher gefunden, hauptsächlich

wohl deswegen, weil in allen Untersuchungen wesentlich kleinere Streuer verwendet worden sind. Die in den zitierten Arbeiten angegebenen oberen Grenzen der Wirkungsquerschnitte sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

E_n (MeV)	$\sigma(E_n)$ (mb)	Meßmethode	Lit.
4,83	< 9	n", Flugzeitapp.	/11/
5,15; 6,4; 7,54	< 6		
4,5; 5,5; 6,5; 7,5; 8,5	< 25	γ , NaJ	/12/
4,83; 5,74; 7,5	< 5	γ , NaJ oder n", Flugzeitapp.	/13/

Die angegebenen Grenzen sind Schätzwerte der Autoren, deshalb ist der Diskrepanz zwischen den in dieser Arbeit bestimmten Wirkungsquerschnitten von ca 6-7 mb oberhalb 4,5 MeV und der in /13/ angegebenen Grenze $\sigma < 5$ mb keine große Bedeutung zuzumessen.

II,6 Fehlerdiskussion

In Abb.9 werden zwei verschiedene Fehler der Meßpunkte angegeben: der fluktuierende Fehler und der Normierungsfehler, bzw. der Gesamtfehler, der aus beiden nach dem Gaußschen Fehlerfortpflanzungsgesetz erhalten wird. Der fluktuierende Fehler ist ein von der Neutronenenergie abhängiger Fehler, der sich aus den Auswertungsfehlern des γ -Spektrums und des Protonenrückstoßspektrums vom Plastik-Szintillator zusammensetzt. Zur Beurteilung der Signifikanz relativer Strukturen in der Anregungsfunktion ist nur der fluktuierende Fehler in Betracht zu ziehen.

Werden absolute Wirkungsquerschnitte angegeben, so tritt zusätzlich ein Normierungsfehler auf, der die Unsicherheiten aller bei der Berechnung der absoluten Größe des Wirkungsquerschnitts auftretenden Faktoren enthält. In der folgenden Zusammenstellung werden die Fehler, nach Einzelbeiträgen aufgeschlüsselt, angegeben.

flukt. Fehler:

Auswertungsfehler für Plastik-Spektren:	3%
Auswertungsfehler für NaJ-Spektren:	<u>7%-25%</u>
insgesamt	7,5%-25%

Normierungsfehler:

Unsicherheit geometr. Faktoren	5%
Neutronenfluß-Absolutbestimmung	4%
γ -Ansprechwahrscheinlichkeit des NaJ	8%
Zahl der ^6Li -Kerne	3%
Neutronenmehrfachstreuung und Fluß- schwächung im Streuring ⁺)	<u>4%</u>
insgesamt	11,5%

⁺) In einer Arbeit von Day /14/ wird gezeigt, daß sich bei Verwendung ringförmiger Streuer mit ähnlichen Abmessungen wie den hier gewählten die Neutronenmehrfachstreuung und Neutronenflußschwächung im Streuer nahezu kompensieren. Eine Vernachlässigung der Korrektur auf beide Effekte bedingt eine zusätzliche Ungenauigkeit der Ergebnisse von etwa 4%.

Aus den angegebenen Fehlerbeiträgen setzt sich der Gesamtfehler (fluktuierender Fehler und Normierungsfehler) zusammen zu 16% bis 27%. Der größte Fehlerbeitrag stammt von der Auswertung der γ -Spektren.

III Die Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$

=====

III,1 Meßmethode

Der Grundzustand des Kerns ${}^6\text{He}$ geht durch β -Zerfall mit einer Halbwertszeit von 802 ms /1/ in den Grundzustand von ${}^6\text{Li}$ über, Angeregte Zustände von ${}^6\text{He}$ zerfallen unter Teilchenemission (z.B. der erste angeregte Zustand in ${}^4\text{He} + 2n$). Aus einer Bestimmung der ${}^6\text{He}$ - β Aktivität kann somit der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p)$ zum Grundzustand von ${}^6\text{He}$ ermittelt werden. Das Reaktionsschema ist im linken Teil der Abb.1 zu sehen. R. Bass und K. Krüger haben die Anregungsfunktion der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ im Bereich $E_n = 3,5-9$ MeV in 100 bzw. 200 keV Schritten mit Hilfe der Aktivierungsmethode bestimmt /2/. In dieser Arbeit wurden die Messungen im Energiebereich 3,10 MeV bis 6 MeV mit besserer Energieauflösung ($\approx 50\text{keV}$) und in engeren Energieschritten (50keV) wiederholt. Eine weitere Verbesserung brachte die Verwendung eines Tritium-Gastargets an Stelle des von K. Krüger verwendeten Deuterium-Gastargets zur Neutronenerzeugung im Energiebereich $E_n < 4,5$ MeV.

III,2 Experimenteller Aufbau

Der hier benutzte experimentelle Aufbau unterscheidet sich nicht von dem in /2/ beschriebenen, deshalb soll er nur kurz behandelt werden. Neutronen wurden über die Reaktionen $\text{D}(d,n){}^3\text{He}$ und $\text{T}(p,n){}^3\text{He}$ in Gastargets /7/ am 5,5 MeV Van de Graaff Beschleuniger des IKF erzeugt. Die für die Neutronenerzeugung relevanten Größen sind in der anschließenden Tabelle zusammengestellt:

Reaktion	E_n (MeV)	Folie mg/cm ²	Gaskammer- länge	Gasdruck	ΔE_n (insges.)
$\text{T}(p,n)$	3-4,5	2,7 Ni	59mm	0,5atm	60-50 keV
$\text{D}(d,n)$	4,2-6	1,0 Ni	21mm	0,2-0,4atm	50 keV

Die Neutronenenergieunschärfe am Ort des ${}^6\text{Li}$ -Targets (${}^6\text{LiJ}$ -Kristall) setzt sich im wesentlichen aus drei Beiträgen zusammen:

- 1) der Neutronenenergieverschmierung infolge des unterschiedlichen Energieverlustes der Protonen (Deuteronen) im T_2 (D_2) Gas;
- 2) der Neutronenenergieverschmierung infolge des Energiestragglings der Protonen (Deuteronen) in der Nickelfolie;
- 3) einer geometrischen Energieverbreiterung wegen des ausgedehnten ^6Li -Targets.

Der Neutronenfluß wird mit einem $3\text{mm}\phi \times 3\text{mm}$ Plastiksintillator bestimmt. Als ^6Li Target wird ein $1/2''\phi \times 1/2''$ großer $^6\text{LiJ(Eu)}$ Szintillationskristall verwendet, der zugleich Detektor für die beim Zerfall von ^6He emittierten β -Teilchen ist. Die Auflösung des $^6\text{LiJ(Eu)}$ Szintillators für ^{137}Cs $0,662\text{ MeV}$ γ -Quanten war 14%. Der Versuchsaufbau ist in Abb. 10 dargestellt. Zunächst wird der ^6LiJ Kristall 2 Sekunden lang mit Neutronen bestrahlt. Während dieser Zeit ist der Multiplier am ^6LiJ Kristall durch eine am Fokussierungsgitter angelegte Hilfsspannung gesperrt, um Ermüdungserscheinungen im Multiplier infolge zu hoher Zählraten zu vermeiden. Am Ende der Bestrahlungszeit wird der Protonen- bzw. Deuteronenstrahl des Beschleunigers durch einen Shutter unterbrochen, gleichzeitig der Multiplier geöffnet und die Multiscalereinheit eines Vielkanalanalysators, in der die Zählerimpulse registriert werden, gestartet. Mit Hilfe des Multiscalers werden alle Impulse, deren Höhe eine im Diskriminator vorgegebene Schwelle überschreitet und die innerhalb eines Zeitintervalls $\Delta t = 0,1\text{ s}$ ankommen in einem Kanal des Vielkanalanalysators registriert. Anschließend werden die Impulse $0,1\text{ s}$ lang im nächsten Kanal registriert usw. Bei einer Vorwahl von 126 Kanälen wird, in Zeitintervallen von $0,1\text{ s}$, $12,6\text{ s}$ lang eine Abfallskurve der im ^6LiJ Kristall induzierten Aktivität aufgenommen. Nach 14 s kann der Bestrahlungsmeßzyklus wiederholt werden. Die Steuerung der einzelnen Geräte (Multiplier, Shutter, Multiscaler) erfolgt automatisch durch einen Taktgeber und ein Steuergerät. Ausführliche Beschreibungen der Geräte sind in der Diplomarbeit von C. Bindhardt /15/ enthalten.

Der Vorgang Aktivierung-Messung wurde 50 bis 80 mal wiederholt, um im Multiscalerspektrum eine für die weitere Analyse der Zerfallskurve ausreichende Impulszahl pro Kanal zu erhalten.

III,3 Ergebnisse

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ aus der gemessenen Abklingkurve muß diese nach Halbwertszeiten analysiert und die Anfangsaktivität der ${}^6\text{He}$ Kerne bestimmt werden. Die Analyse der Abklingkurven erfolgte mit einem von C. Bindhardt aufgestellten Rechenprogramm auf einer IBM 7094 Rechenanlage. Hierbei wird nach der Methode der kleinsten Quadrate eine aus vorgegebenen Halbwertszeiten berechnete Abklingkurve der Gestalt: $\sum A_i \exp(-\lambda_i t) + \text{const}$ an die Meßpunkte angepaßt. In den vorliegenden Fällen reichte es aus, die Abklingkurve aus Beiträgen der ${}^6\text{He}$ 0,8 s β -Aktivität und eines konstanten Untergrundes zusammenzusetzen; störende Aktivitäten mit Halbwertszeiten in der Größenordnung der ${}^6\text{He}$ Halbwertszeit traten nicht auf. In Abb.11 sind ein Multiscalerspektrum, die berechnete Abklingkurve und deren Zerlegung in zwei Anteile wiedergegeben. Aus den Anfangsaktivitäten wurden relative Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ berechnet. Die so erhaltene Anregungsfunktion wurde an die absoluten Krügerschen Messungen im Bereich eines breiten Maximums der Anregungsfunktion zwischen $E_n=4,0$ und $4,5$ MeV angepaßt. Abb.12 zeigt die in dieser Arbeit gewonnenen Ergebnisse zusammen mit denen von R. Bass und K. Krüger /2/. Die Übereinstimmung ist sehr gut - Abweichungen im Bereich der Reaktionsschwelle sind damit zu erklären, daß gerade in diesem Energiebereich die Ergebnisse von K. Krüger, wegen Schwierigkeiten bei der Neutronenerzeugung über die $D(d,n)$ -Reaktion, ungenau sind. Die Anregungsfunktion steigt oberhalb der Schwelle steil an und erreicht bei $E_n=4,25$ MeV ein Maximum von 39 mb. Auffallend ist das Minimum im Wirkungsquerschnitt bei der Neutronenenergie $E_n=4,65$ MeV; dieses Minimum konnte in allen Messungen reproduziert werden.

Oberhalb $E_n = 5$ MeV treten keine weiteren Strukturen in der Anregungsfunktion auf.

Die Kurve in Abb. 12 ist nach Augenmaß durch die Meßpunkte geleast worden.

IV Die Reaktion ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Li}^{++}$

=====

IV,1 Meßmethode und experimenteller Aufbau

Mit der inelastischen Protonenstreuung zum zweiten angeregten Niveau von ${}^6\text{Li}$ können im Zwischenkern ${}^7\text{Be}$ Zustände im Energiebereich von 9,17 MeV bis etwa 14,6 MeV angeregt werden (siehe Abb.1, rechter Teil). Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion wird ein ${}^6\text{Li}$ -Target am 5,5 MeV Van de Graaff Beschleuniger mit Protonen beschossen und die beim Zerfall des Endkerns ${}^6\text{Li}^{++}$ emittierte 3,56 MeV γ -Strahlung in einem NaJ(Tl) Szintillationszähler nachgewiesen.

${}^6\text{Li}$ -Targets wurden durch Aufdampfen von ${}^6\text{Li}$ -Metall auf Unterlagen aus Tantalblech hergestellt. Da metallisches ${}^6\text{Li}$ an der Luft sofort oxydiert, wurden die Targets in einer mit Argon gefüllten Schleuse /16/ von der Aufdampfapparatur zum Bestrahlungsraum gebracht und an das zuvor mit Argon gefüllte Auffängerrohr montiert. Die Targetdicke wurde nach dem Aufdampfen mit einem kommerziellen Schichtdickenmeßgerät bestimmt. Das benutzte Lithiummetall enthielt neben ${}^6\text{Li}$ etwa 4,4% ${}^7\text{Li}$. Mit einem Kugelzähler /17/ wurde in regelmäßigen Zeitabständen zwischen den eigentlichen ${}^6\text{Li}(p,n)$ Experimenten die Neutronenausbeute der Reaktion ${}^7\text{Li}(n,n){}^7\text{Be}$ in der Nähe der Reaktionsschwelle ($E_s=1,880$ MeV) bestimmt. Diese Messungen dienten zur Kontrolle der Targetdicke bei längerem Beschuß der Targets mit Protonen. Die Targets waren $0,3 \text{ mg/cm}^2$ dick, dies entspricht einem Energieverlust der Protonen von 25 keV bei 5 MeV Einschußenergie. Die während einer Messung auf dem Target ankommende Teilchenzahl wurde mit einem Stromintegrator gemessen.

Der γ -Detektor, ein $3''\phi \times 3''$ NaJ(Tl) Kristall, war unter 60° relativ zum primären Protonenstrahl aufgestellt (Abb.13) und, zur Reduktion des Untergrunds, gegen das Blendensystem am Auffänger durch Bleiziegel abgeschirmt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für 3,56 MeV γ -Quanten wurde nach der in Kap. II,2,4 beschriebenen Methode bestimmt. Der Verlauf der Ansprechwahrscheinlichkeit mit der γ -Energie ist in Abb.3 (Geometrie1) wiedergegeben.

IV,2 Ergebnisse

Abb.14 zeigt ein 3,56 MeV γ -Spektrum aus der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,p''\gamma)$ bei $E_p=5,0$ MeV. Bei einem Targetstrom von $0,1 \mu\text{A}$ betrug die Meßzeit 6 min. Die Analyse der Spektren war wegen des geringeren Untergrunds wesentlich einfacher als die der ${}^6\text{Li}(n,n'') \gamma$ -Spektren. Die Anregungsfunktion der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,p''\gamma)$ wird in Abb.15 gezeigt. Angegeben sind fluktuierende Fehler und Normierungsfehler (siehe Kap. II,6); der Hauptbeitrag zum Normierungsfehler stammt von der Bestimmung der Targetdicke, die etwa auf 10-15% genau ist. Der Wirkungsquerschnitt steigt oberhalb der Schwelle nur langsam an, ein Verhalten, das wegen der Coulombbarrieren im Eingangs- und Ausgangskanal der Reaktion zu erwarten ist, erreicht ein breites Maximum bei $E_n=5,9$ MeV und fällt dann steil ab. Leider konnte der weitere Verlauf der Anregungsfunktion wegen der maximal (und dies auch nur für kurze Zeit) erreichbaren Beschleunigerspannung von ca 6,5 MV nicht verfolgt werden. Der steile Abfall des ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$ Wirkungsquerschnitts liegt in der Nähe der Schwelle der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$ ($E_s=5,91$ MeV /18/).

Nach Abschluß dieser Experimente wurden von W. D. Harrison /19/ Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$ bis zu Einschüßenergien von $E_n=10$ MeV veröffentlicht. Die Ergebnisse stimmen im relativen Verlauf sehr gut mit den hier gewonnenen überein, die absoluten Wirkungsquerschnitte von Harrison liegen um 25% höher als die in Abb.15 angegebenen. Diese Diskrepanz ist jedoch noch innerhalb der Fehlerbereiche der beiden Ergebnisse (hier: $\pm 15\%$, bei Harrison: $\pm 12\%$).

Die Messungen von Harrison ergeben für den Wirkungsquerschnitt nach dem steilen Abfall bei $E_p \approx 6,2$ MeV einen nahezu konstanten Verlauf im Energiebereich $E_p=6,5-9$ MeV.

V Interpretation der Meßergebnisse

=====

V.1 Modellunabhängige Beziehungen

Zwischen Wirkungsquerschnitten analoger Reaktionen bestehen einfache Beziehungen, die unabhängig von einem speziellen Reaktionsmechanismus sind, /20/. Diese Relationen folgen allein aus der Annahme, daß der Isospin bei Kernreaktionen eine gute Quantenzahl ist, (Physikalisch bedeutet diese Annahme, daß Coulombwechselwirkungen vernachlässigt werden können). Die Übergangsamplitude U der Reaktion $A+a \rightarrow B+b$ hat die Gestalt $U = \langle \psi_B \psi_b | t | \psi_A \psi_a \rangle$ wobei t der Reaktionsoperator ist /20/. Wenn der Operator t den Isospin erhält, und wenn die einzelnen Wellenfunktionen definierten Isospin besitzen (z.B. $\psi_A = \psi_{T_A P_A}$; $P_A = z$ -Komponente des Isospins T_A), kann die Amplitude U weiter zerlegt werden in eine Summe über die bei der Reaktion beteiligten Isospinquantenzahlen. Hierzu werden die Wellenfunktionen im Eingangs- (i) und Ausgangskanal (f) nach den einzelnen Isospinbeiträgen entwickelt:

$$\psi_{T_A}^{P_A} \psi_{T_a}^{P_a} = \sum_{T_i} C(T_a P_a T_A P_A; T_i P_i) \phi_{\alpha_i T_i}^{P_i} \quad \text{und entsprechend für} \quad \psi_{T_B}^{P_B} \psi_{T_b}^{P_b}$$

Der Index α_i repräsentiert alle Quantenzahlen außer T_i, P_i . Da t den Isospin erhalten soll, treten in der Amplitude U nur Beiträge mit: $T_i = T_f = T$ und

$$P_i = P_f = P = P_a + P_A = P_b + P_B \text{ auf:}$$

$$U = \sum_T \langle \phi_{\alpha_f T} | t | \phi_{\alpha_i T} \rangle C(T_a P_a T_A P_A; TP) C(T_b P_b T_B P_B; TP)$$

Das Matrixelement in U ist wegen der vorausgesetzten Ladungsunabhängigkeit des Operators t unabhängig von der Projektionsquantenzahl P (Wigner Eckart Theorem). Für den Spezialfall des Targetkerns ${}^6\text{Li}$ ist $T_A = 0$ und die Summe besteht aus einem Term:

$$U = \langle \phi_{\alpha_f T_a} | t | \phi_{\alpha_i T_a} \rangle C(T_b P_b T_B P_B; T_a P_a)$$

In der anschließenden Tabelle sind die Isospin-Clebsch-Gordan Koeffizienten für die analogen Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$, ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}(p,n''){}^6\text{Li}^{++}$ und ${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$ angegeben:

Reaktion A(a,b)B	$C(T_b P_b T_B P_B; T_a P_a)$
${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$	$C(1/2 \ 1/2 \ 1 \ 0; 1/2 \ 1/2) = 1/\sqrt{3}$
${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$	$C(1/2-1/2 \ 1 \ 1; 1/2 \ 1/2) = -\sqrt{2/3}$
${}^6\text{Li}(p,n''){}^6\text{Li}^{++}$	$C(1/2-1/2 \ 1 \ 0; 1/2-1/2) = -1/\sqrt{3}$
${}^6\text{Li}(p,n){}^6\text{Be}$	$C(1/2 \ 1/2 \ 1-1; 1/2-1/2) = \sqrt{2/3}$

Der Wirkungsquerschnitt einer Reaktion ist proportional zum Absolutquadrat der Übergangsamplitude U. Im adiabatischen Grenzfall, d.h. für Energien, die wesentlich größer als Reaktions- und Coulombschwellen sind (in dieser Näherung sind Phasenraumeffekte vernachlässigbar) erhält man die einfachen Beziehungen:

$$\sigma_{n,n''} = \sigma_{p,p''} = 1/2 \sigma_{n,p} = 1/2 \sigma_{p,n}$$

In Abb.16 sind die, aus den über 0,5 MeV Bereiche gemittelten Meßdaten, gebildeten Verhältnisse $\sigma_{n,n''}:\sigma_{n,p}$, $\sigma_{p,p''}:\sigma_{n,p}$ und $\sigma_{n,n''}:\sigma_{p,p''}$ gegen die Energie aufgetragen. Die unterbrochen gezeichneten Geraden geben die adiabatischen Grenzwerte der Wirkungsquerschnittsverhältnisse an. Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p''){}^6\text{Li}^{++}$ für $E_p > 6,5$ MeV wurden der Arbeit von Harrison /19/ entnommen. Die Daten von Harrison wurden so normiert, daß die Anregungsfunktion unterhalb 6,5 MeV mit der hier gemessenen (IV,2) im absoluten Maßstab übereinstimmte. Da in der Literatur nur ungenaue Angaben ($\pm 50\%$) über absolute Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n){}^6\text{Be}$ existieren/21/ und eine Messung des Wirkungsquerschnitts am 5,5 MeV Beschleuniger des IKF wegen der hohen Reaktionsschwelle von 5,91 MeV /18/ nicht möglich war, konnten keine Vergleiche von Wirkungsquerschnitten der (n,n) Reaktion mit denen der (n,p) Reaktion gemacht werden. Wie in Abb.16 zu sehen ist, treten bei den Wirkungsquerschnittsverhältnissen zum Teil

noch erhebliche Abweichungen von den adiabatischen Grenzwerten auf. Diese Abweichungen werden verursacht durch Unterschiede in den Q -Werten der Reaktionen ($Q_{np} = -2,727 \text{ MeV}$, $Q_{nn} = Q_{pp} = -3,562 \text{ MeV}$) und somit Unterschiede im verfügbaren Phasenraum der auslaufenden Teilchen bei gleicher Einschussenergie, und durch die Behinderung der ein- bzw. auslaufenden Protonen durch den Coulombwall des Target- bzw. Endkerns. Die Höhe des Coulombwalls ist für ${}^6\text{Li}+p$ etwa $1,8 \text{ MeV}$ und für ${}^6\text{He}+p$ etwa $1,4 \text{ MeV}$. Immerhin ist in Abb. 16 eine Annäherung der Wirkungsquerschnittsverhältnisse an den Grenzwert zu höheren Energien hin zu erkennen.

V.2 Reaktionsmechanismen

Oft wird bei Kernreaktionen unterschieden zwischen Direkt- und Zwischenkern-Prozessen. Eines der Kriterien dafür, welcher Prozeß vorherrschen sollte, ist das Verhältnis α der Reaktionszeit zur Zeit die ein Projektil benötigt, um eine Strecke von der Größe des Kerndurchmessers zu durchfliegen. Ist $\alpha \approx 1$ (Reaktionszeit 10^{-22} s) so spricht man von direkten Prozessen, ist $\alpha \gg 1$, von Zwischenkernprozessen. Eine derartige Unterscheidung ist bei den hier untersuchten Reaktionen nicht mehr möglich.

${}^6\text{Li}$ besitzt einen (elektromagnetischen) Kernradius R von $2,54 \pm 0,05 \text{ fm}$ /22/. Ein 5 MeV Neutron benötigt zum Durchfliegen der Strecke $2R = 5,1 \text{ fm}$ die Zeit $t = 1,5 \cdot 10^{-22} \text{ s}$. (Diese Zeit ist noch größer zu wählen, da einerseits der gemessene Kernradius R der mittlere quadratische Radius der Ladungsverteilung ist, andererseits die hier betrachteten Reaktionen sich vorwiegend in den Randzonen des Targetkerns abspielen, deren Radius größer als R ist).

Compoundzustände in ${}^7\text{Li}$ bzw. ${}^7\text{Be}$ haben bei den hier in Frage kommenden Anregungsenergien, von wenigen Ausnahmen abgesehen ($T = 3/2$ Zustände), Breiten in der Größenordnung von 1 MeV /1/. Nach der Beziehung $\tau \hbar = \hbar$ besitzt ein Zwischenkernniveau mit der Breite $\Gamma = 1 \text{ MeV}$ eine mittlere Lebensdauer $\tau = 6,6 \cdot 10^{-22} \text{ s}$. Daraus ergibt sich ein Verhältnis $\tau/t = 4,4$; die Reaktionszeiten für Zwischenkern- und Direktprozesse sind also von der gleichen Größenordnung. Diese einfachen Betrachtungen zeigen, daß nicht zu erwarten ist,

daß das Zwischenkernmodell oder das Direktmodell allein den wirklichen Reaktionsablauf beschreiben kann; vielmehr sind Interferenzen zwischen Compound- und Direktamplituden zu erwarten.

In den folgenden Kapiteln wird versucht, aus den gemessenen Anregungsfunktionen Aussagen über den Reaktionsmechanismus und über, eventuell an den Reaktionen beteiligte Zwischenkernzustände zu gewinnen.

V.3 Zwischenkernreaktionen

V.3,1 Hinweise auf Zwischenkernanregungen

Einlaufende Neutronen(Protonen) können mit dem Targetkern ${}^6\text{Li}$ den Zwischenkern ${}^7\text{Li}$ (${}^7\text{Be}$) bilden. Den Einschußenergien im Laborsystem von $E_n = 3-9$ MeV ($E_p = 4-6,5$ MeV) entsprechen Anregungsenergien des Zwischenkerns ${}^7\text{Li}({}^7\text{Be})$ von $9,8 - 15$ MeV ($9,0-11,2$ MeV). In diesen Energiebereichen sind bereits mehrere Niveaus mit Breiten in der Größenordnung von einem MeV gefunden worden /1/ (Abb.1).

Harrison hat versucht, seine Meßergebnisse zur Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p''){}^6\text{Li}^{++}$ im Rahmen des Zwischenkernmodells zu deuten /19/. Der Verlauf der ${}^6\text{Li}(p,p'')$ Anregungsfunktion kann von einer 2-Niveau Resonanzformel (mit Interferenz der beiden beteiligten Zustände) gut wiedergegeben werden. Die beste Anpassung wird mit den folgenden Parametern der beiden ${}^7\text{Be}$ Zustände erreicht:

$$\begin{array}{llll} E_1 = 10,0 \text{ MeV} & \Gamma_1 = 1,8 \text{ MeV} & J^\pi = 3/2^- & T = 1/2 \\ E_2 = 11,0 \text{ MeV} & \Gamma_2 = 0,4 \text{ MeV} & J^\pi = 3/2^- & T = 3/2 \end{array}$$

Das $T = 3/2$ Niveau in ${}^7\text{Be}$ war bereits zuvor bei der Untersuchung der Reaktion ${}^9\text{Be}(n,t){}^7\text{Be}$ /23/ gefunden worden. Weitere Aussagen, z.B. über partielle Breiten der beteiligten Niveaus, konnte Harrison aus der Analyse nicht gewinnen, da eine eindeutige Festlegung des nicht-resonanten Untergrundbeitrags bei der Reaktion nicht möglich war. Ähnliches Verhalten wie bei der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$ erwartet man, wegen des analogen Charakters, auch bei den Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ und ${}^6\text{Li}(n,n){}^6\text{He}$.

Auffallend an den gemessenen Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ (Abb.9) und ${}^6\text{Li}(n,n){}^6\text{He}$ (Abb.12)

ist eine Anomalie bei $E_n = 4,65 \pm 0,05$ MeV: bei dieser Neutronenenergie tritt in der (n, n'') Anregungsfunktion ein Maximum und in der (n, p) Anregungsfunktion eine Einbuchtung auf. Der Einschußenergie $E_n = 4,65$ MeV entspricht eine Anregungsenergie des Zwischenkerns ${}^7\text{Li}$ von 11,2 MeV. Als Ursache der Anomalie im ${}^6\text{Li}(n, n)$ Wirkungsquerschnitt wurde die Anregung eines $T=3/2$ Zustands im ${}^7\text{Li}$ vermutet /24/. Die Anregung eines $T=3/2$ Zwischenkernniveaus beim Beschuß von ${}^6\text{Li}$ mit Neutronen ist bei Isospinerhaltung verboten, denn der Targetkern ${}^6\text{Li}$ ($T=0$) und das eingefangene Neutron ($T=1/2$) können nur Zustände mit $T=1/2$ bilden. Wegen der Coulombwechselwirkung, die den Isospin nicht erhält, gilt die Isospinauswahlregel jedoch nur näherungsweise: besonders in hochangeregten Kernzuständen können Isospinmischungen auftreten. Ein extremes Beispiel hierzu bilden die 16,63 MeV und 16,93 MeV Zustände von ${}^8\text{Be}$, die aus etwa gleichen Anteilen mit $T=0$ und $T=1$ bestehen /25/.

Der Zerfall des $T=3/2$ Niveaus in ${}^7\text{Li}$ in die Kanäle ${}^6\text{Li}^{++} + n$ und ${}^6\text{He} + p$ ist erlaubt, da die Endzustände ${}^6\text{Li}^{++}$ ($T=1$) und n ($T=1/2$) bzw. ${}^6\text{He}$ ($T=1$) und p ($T=1/2$) zum Gesamtisospin $T=1/2$ und $3/2$ gekoppelt werden können. Die Vermutung, daß die Anomalien in den gemessenen (n, n'') und (n, p) Anregungsfunktionen durch die Anregung eines $T=3/2$ Zustands in ${}^7\text{Li}$ hervorgerufen werden, wird dadurch unterstützt, daß weder im Wirkungsquerschnitt der elastischen Streuung ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ noch im Wirkungsquerschnitt der Reaktion ${}^6\text{Li}(n, \alpha)T$ /4/ Anomalien bei $E_n = 4,6$ MeV auftreten. In den Reaktionen ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{Li}$ und ${}^6\text{Li}(n, \alpha)T$ ist, ebenso wie in den Reaktionen ${}^6\text{Li}(n, n''){}^6\text{Li}^{++}$ und ${}^6\text{Li}(n, p){}^6\text{He}$, die Anregung eines $T=3/2$ Zwischenkernzustands verboten, zudem ist jedoch auch der Zerfall eines $T=3/2$ Zustands in die Kanäle ${}^6\text{Li} + n$ ($T=1/2$) und $\alpha + T$ ($T=1/2$) verboten.

Theoretischen Abschätzungen zufolge sollte das erste $T=3/2$ Niveau von ${}^7\text{Li}$ im Energiebereich $E=10,0-12,8$ MeV /26/, bzw. bei $E=10,1$ MeV /27/ liegen und im wesentlichen die Konfiguration $4^2p_{3/2}$ (Parität negativ) besitzen. Die Bezeichnungsweise ist dabei $2T+1, 2S+1 L_T$ mit: T =Isospin, S =Spin,

L =Bahndrehimpuls, J =Gesamtdrehimpuls= $\vec{L}+\vec{S}$

Die Bestätigung der Vermutung, daß bei der Anregungsenergie $E=11,2$ MeV ein $T=3/2$ Niveau in ${}^7\text{Li}$ liegt, wurde in einer Arbeit von Détraz, Cerny und Pehl /23/ gebracht. Bei der Untersuchung der Reaktion ${}^9\text{Be}(p, {}^3\text{He}){}^7\text{Li}$ konnte das erste $T=3/2$ Niveau von ${}^7\text{Li}$ eindeutig identifiziert werden. Die endgültigen Angaben aus der Analyse der Reaktion ${}^9\text{Be}(p, {}^3\text{He}){}^7\text{Li}$ sind /28/ : $E=11,28\pm 0,04$ MeV, $r=260\pm 50$ keV, $\pi^\pi=3/2^-$. Die Anregung des $T=3/2$ Niveaus führt zu der Resonanz in der ${}^6\text{Li}(n, n''){}^6\text{Li}^{++}$ Anregungsfunktion bei $E_n=4,65$ MeV (Abb. 9). Die Einbuchtung in der ${}^6\text{Li}(n, n){}^6\text{He}$ Anregungsfunktion an der gleichen Stelle läßt auf eine Interferenz zwischen einem Beitrag des $T=3/2$ Zustands und einem Untergrundbeitrag schließen. Da die Interferenz im integrierten Wirkungsquerschnitt auftritt, müssen die interferierenden Amplituden in Spin und Parität übereinstimmen. Als Untergrund kommt entweder der Beitrag eines breiten ($T=1/2$) Niveaus in ${}^7\text{Li}$ oder ein direkter Untergrund in Frage. Beide Möglichkeiten bestehen und es kann nicht ohne weiteres einer den Vorzug gegeben werden, da der Übergang vom Direkt- zum Zwischenkernprozeß in dem hier diskutierten Fall fließend ist (s. V, 2). Zur weiteren Klärung wurden Anpassungen an die gemessenen Wirkungsquerschnitte nach einer 2-Niveau Resonanzformel versucht. Die hierbei benutzten Formeln werden im nächsten Abschnitt angegeben und kurz diskutiert.

V, 3, 2 Formeln

In dieser Arbeit werden zur Analyse der gemessenen Anregungsfunktionen im Zwischenkernmodell die Resonanzformeln der Humblet-Rosenfeld-Theorie /29/ benutzt. Wegen der großen Anzahl der, zum größten Teil noch energieabhängigen Parameter der R-Matrix 2-Niveauformel /30/ ist die Anwendung dieser Formel bei der Analyse von breiten überlappenden Resonanzen problematisch /31/. Andererseits haben sich die Formeln der Humblet-Rosenfeld-Theorie, die weniger freie Parameter enthalten als die entsprechenden R-Matrix Formeln, gerade bei der Analyse von Anregungsfunktionen mit breiten Strukturen bewährt /29/, /19/, /32/.

Die Humblet-Rosenfeld Formel für zwei interferierende Niveaus ("1" und "2") gibt für den Wirkungsquerschnitt des Übergangs vom Kanal c zum Ausgangskanal c' folgenden Ausdruck /29/:

$$(V1) \quad \sigma_{cc'} = \pi k_c^2 g_J P_c P_{c'} \left(\frac{A_{1,cc'}^2}{(E_c - E_1)^2 + 1/4 \Gamma_1^2} + \frac{A_{2,cc'}^2}{(E_c - E_2)^2 + 1/4 \Gamma_2^2} + \right. \\ \left. 2 I_{cc'}^{12} \frac{A_{1,cc'} A_{2,cc'}}{((E_c - E_1)^2 + 1/4 \Gamma_1^2)((E_c - E_2)^2 + 1/4 \Gamma_2^2)} \right)$$

E_1, E_2 sind die Resonanzenergien im Eingangskanal; Γ_1, Γ_2 sind die Breiten der Resonanzen 1 bzw. 2.

k_c ist die Wellenzahl im Kanal c

$g_J = (2J+1)/(2I+1)(2i+1)$ J = Spin der Zwischenkernniveaus

I = Spin des Targetkerns, i = Spin des Geschossteilchens.

Die Kanalindices c, c' enthalten den relativen Bahndrehimpuls l bzw. l', Kanalspins s, s' und weitere Quantenzahlen α, α' die die Reaktionsteilnehmer kennzeichnen.

Tragen mehrere Kanäle c bzw. c' zur Reaktion bei, so muß über c bzw. c' summiert werden.

$P_c, P_{c'}$ sind Durchdringungsfaktoren, die in der Literatur angegeben werden.

Die ersten beiden Ausdrücke in der Klammer von Gl. (V1) sind die Resonanzbeiträge der beiden Niveaus "1" und "2"; der dritte Ausdruck ist ein Interferenzterm, der nur auftritt, wenn die Resonanzen 1 und 2 gleichen Spin und gleiche Parität besitzen. $I_{cc'}^{12}$ ist gegeben durch:

$$(V2) \quad I_{cc'}^{12} = \cos \theta_{cc',12} ((E_1 - E)(E_2 - E) + 1/4 \Gamma_1 \Gamma_2) -$$

$$1/2 \sin \theta_{cc',12} ((E - E_1) \Gamma_2 - (E - E_2) \Gamma_1)$$

$\theta_{cc',12}$ ist die relative Phase der beiden Resonanzamplituden in den Kanälen c, c'.

Zur Anpassung an experimentelle Ergebnisse ist es aus rechentechnischen Gründen günstiger, Formel (V1) umzuformen in:

$$(V3) \quad \sigma_{cc'} = \pi g_J k_C^{-2} P_C P_{C'} (\alpha E_C^2 + \beta E_C + \gamma) ((E_C - E_1)^2 + 1/4 \Gamma_1^2)^{-1} \\ ((E_C - E_2)^2 + 1/4 \Gamma_2^2)^{-1}$$

(V3) gilt auch dann, wenn mehrere Kanalspins zur Reaktion beitragen. In diesem Fall enthalten die Parameter α, β, γ Beiträge der verschiedenen Kanalspins.

$E_1, E_2, \Gamma_1, \Gamma_2, \alpha, \beta, \gamma$ sind Parameter, die durch Anpassung von Gl. (V3) an die gemessene Anregungsfunktion bestimmt werden. Die Formeln zur Berechnung der Größen $A_{1,cc'}, A_{2,cc'}$ und $\theta_{cc',12}$ aus $E_1, E_2, \Gamma_1, \Gamma_2, \alpha, \beta, \gamma$ werden in der Arbeit von Harrison /19/ angegeben. Die Parameter $A_{i,cc'} (i=1,2)$ enthalten die partiellen Breiten $\Gamma_{ic}, \Gamma_{ic'}$ der Resonanz i im Eingangs- bzw. Ausgangskanal:

$$(V4) \quad A_{i,cc'}^2 = q_i^2 \Gamma_{ci} / P_{ci} \Gamma_{c'i} / P_{c'i} \quad /29/$$

P_{ci} und $P_{c'i}$ sind Durchdringungsfaktoren an der Stelle der Resonanz i . Der Parameter q_i^2 berechnet sich aus Normierungs- und Überlappungsintegralen der Kern-Wellenfunktionen /29/. Für enge Resonanzen ($\Gamma < 1$ MeV) gilt $q_i^2 \approx 1$ /32/.

Im Eingangskanal der betrachteten Reaktionen sind die Kanalspins $s=1/2, 3/2$ möglich, im Ausgangskanal tritt nur der Spin $s'=1/2$ auf. Da in den hier interessierenden Anregungsbereichen des Zwischenkerns ${}^7\text{Li}$ nur Zustände ungerader Parität erwartet werden /33/, /34/, können nur ungerade Bahndrehimpulse l, l' auftreten. Wegen der starken Abhängigkeit der Durchdringungsfaktoren P_C vom Bahndrehimpuls l (Zentrifugalwall) ist $l=l'=1$ für ein Zwischenkernniveau mit $J^\pi=3/2^-$ am wahrscheinlichsten,

V,3,3 Ergebnisse

Abb. 17 zeigt Anpassungen an die Meßergebnisse mit der Resonanzformel (V3) und $l=l'=1$. Die besten Anpassungen wurden mit folgenden Parametern erreicht:

Reaktion	Resonanz 1		Resonanz 2				
	E(MeV)	Γ (MeV)	E(MeV)	Γ (MeV)	α (MeV ²)	β (MeV ³)	γ (MeV ⁴)
${}^6\text{Li}(n,n)$	10,25	1,40	11,21	0,27	1,27	-9,98	19,68
${}^6\text{Li}(n,n'')$	$\pm 0,1$	$\pm 0,1$	$\pm 0,05$	$\pm 0,05$	0,40	-3,15	6,18

Die recht gute Anpassung mit diesen Parametern läßt darauf schließen, daß das Verhalten der gemessenen Anregungsfunktionen bis zur Neutronenenergie von etwa 6,5 MeV im wesentlichen durch zwei interferierende Zwischenkernzustände in ${}^7\text{Li}$ bestimmt wird. Bei geeigneter Energieabhängigkeit könnte jedoch auch ein direkter Beitrag an die Stelle der breiten Resonanz treten. Dieser Punkt wird in V,3,4 und V,4 eingehender behandelt.

Da der Kanalspin im Eingangskanal nicht eindeutig bestimmt ist ($s=1/2, 3/2$), ist eine eindeutige Zerlegung der Anregungsfunktion in Beiträge der Resonanzen 1,2 und einen Interferenzbeitrag (Formel (V1)) nicht ohne zusätzliche Annahmen über die Abhängigkeit der Parameter $A_{i,cc'}$ vom Kanalspin s möglich. Solche Annahmen, die eine weitere Zerlegung zulassen, sind:

- a) die Parameter A_1, A_2 sind unabhängig von s ; oder
- b) $A_1(s=1/2)$ ist proportional zu $A_1(s=3/2)$; oder
- c) nur ein Kanalspin s trägt wesentlich zur Reaktion bei,

Begründungen für eine dieser Annahmen (c) können aus einem Modell für die Resonanzzustände und den Reaktionsablauf erhalten werden (siehe V,3,4).

Auch mit einer der Voraussetzungen a), b), c) können die Größen A_1, A_2 und θ_{12} nicht eindeutig aus den Anpassungsparametern $E_1, E_2, \Gamma_1, \Gamma_2, \alpha, \beta, \gamma$ bestimmt werden, man erhält vielmehr zwei Sätze A_1, A_2, θ_{12} und A'_1, A'_2, θ'_{12} (anschließende Tabelle).

Reaktion	A_1^2 (MeV ²)	A_2^2 (MeV ²)	$\tan \theta_{12}$	$A_1'^2$ (MeV ²)	$A_2'^2$ (MeV ²)	$\tan \theta_{12}'$
${}^6\text{Li}(n,p)$	1,47	0,00049	-190	1,82	0,067	-17,3
${}^6\text{Li}(n,n'')$	0,55	0,00087	+140	0,71	0,033	-13,9

Den zuletzt angegebenen Parametern A_1', A_2', θ_{12}' entspricht eine Zerlegung in einen relativ großen Anteil der Resonanz 2, der fast vollständig durch den Interferenzbeitrag kompensiert wird. Mit der Annahme, daß die enge Resonanz 2 den Isospin $T=3/2$ besitzt kann der zweite Parametersatz ausgeschlossen werden. Aus der Isospinkopplung in den Ausgangskanälen folgt (siehe V,1;V,3,4)

$$A_2^2(n,n'')/A_2^2(n,p) = C(1/21/210; 3/21/2)^2 / C(1/2-1/211; 3/21/2)^2 = 2$$

Für den ersten Parametersatz A_1, A_2, θ_{12} ist diese Bedingung gut erfüllt: $A_2^2(n,n'')/A_2^2(n,p) = 1,8$; jedoch nicht für den zweiten: $A_2'^2(n,n'')/A_2'^2(n,p) = 0,49$.

Hinzu kommt, daß ein $T=3/2$ Niveau wegen des Isospin-Verbots im Eingangskanal nur schwach angeregt werden sollte. Abb.18 zeigt die Zerlegung der Anregungsfunktionen in Einzelbeiträge der Resonanzen 1,2 und einen Interferenzbeitrag nach Gl. (V1). Wie Abb.18 erkennen läßt, bestimmen vor allem die breite Resonanz 1 und der Interferenzterm das Verhalten der Anregungsfunktionen. Die enge Resonanz 2 wird nur schwach angeregt.

V,3,4 Diskussion der Ergebnisse

Die in dieser Arbeit gewonnenen Aussagen über Lage und Breite der Resonanz 2, $E_2 = 11,21 \pm 0,05$ MeV und $\Gamma_2 = 270 \pm 50$ keV, sind in guter Übereinstimmung mit Ergebnissen aus der Reaktion ${}^9\text{Be}(n, {}^3\text{He}){}^7\text{Li}$ /28/: $E = 11,28 \pm 0,04$ MeV, $\Gamma = 260 \pm 50$ keV. Die nur schwache Anregung des Niveaus bei den Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,p)$ und ${}^6\text{Li}(n,n'')$ deutet, wie bereits in V,3,1 ausführlich diskutiert wurde, auf den Isospin $T=3/2$ hin. Wegen der Interferenz zwischen Resonanz 1 und Resonanz 2 im integrierten Wirkungsquerschnitt müssen beide gleichen Spin und gleiche Parität ($J^\pi = 3/2^-$ /23/) besitzen. Für die breite Resonanz 1 ist die Angabe $T=1/2$ wahrscheinlich: ein $T=1/2$ Niveau in ${}^7\text{Li}$ besitzt wesentlich mehr Isospin-erlaubte

Zerfallsmöglichkeiten als ein $T=3/2$ Niveau, deshalb sollte die Gesamtbreite des $T=1/2$ Niveaus groß sein im Vergleich zu der des $T=3/2$ Niveaus.

Abb. 19 gibt die Niveauschemata von ${}^7\text{Li}$ und ${}^7\text{Be}$ im Bereich um 10 MeV Anregungsenergie. Die beiden Diagramme sind so aufgetragen, daß die Grundzustände auf gleicher Höhe liegen. Im Niveauschema von ${}^7\text{Be}$ sind die von Harrison /19/ aus der Analyse der ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$ Anregungsfunktion gefundenen Zustände bei $E=10,0$ und $E=10,97$ MeV eingezeichnet. Nur die für ein $T=3/2$ Niveau Isospin erlaubten Zerfallskanäle sind angegeben. Diese sind für das 11,21 $T=3/2$ Niveau in ${}^7\text{Li}$: ${}^6\text{Li}^{++}+n$, ${}^6\text{He}+p$ und ${}^4\text{He}+2n+p$.

Aus der Breite des, zum 11,2 MeV $T=3/2$ Zustands in ${}^7\text{Li}$ analogen Grundzustands von ${}^7\text{He}$ konnte abgeschätzt werden, daß der Zerfallskanal ${}^4\text{He}+2n+p$ beim Zerfall des $T=3/2$ Zustands in ${}^7\text{Li}$ nur schwach auftritt /28/.

Im Folgenden werden aus der Analyse der experimentellen Daten partielle Breiten $\Gamma_n, \Gamma_n'', \Gamma_p$ reduzierte Breiten γ^2 und dimensionslose reduzierte Breiten θ^2 bestimmt.

Zwischen den Größen Γ_c, γ_c^2 , und θ_c^2 gelten die Beziehungen /30/:

$$\Gamma_c = 2P_c \gamma_c^2 \quad \gamma_c^2 = \theta_c^2 \gamma_w^2 \quad \gamma_w^2 = 3/2 \hbar^2 / (2M_c a_c^2)$$

$$P_c = \text{Durchdringungsfaktor} \quad \gamma_w^2 = \text{"Wigner-Limit"}$$

$$M_c = \text{reduzierte Masse im Kanal } c \quad a_c = \text{Kanalradius}$$

$$\text{Mit } a_c = 4,08 \text{ fm /33/ wird } \gamma_w^2 = 4,4 \text{ MeV.}$$

Wird die Zerfallsbreite des $T=3/2$ Zustands in den Kanal $\alpha + 2n + p$ vernachlässigt, so lassen sich die Breiten $\Gamma_n, \Gamma_n'', \Gamma_p$ aus den 3 Gleichungen:

$$\begin{aligned} \Gamma &= \Gamma_n + \Gamma_n'' + \Gamma_p \\ (V, 4) \quad A_2^2(n, n'') &= q_2^2 \Gamma_n / P_n \quad \Gamma_n'' / P_n'' \\ A_2^2(n, p) &= q_2^2 \Gamma_n / P_n \quad \Gamma_p / P_p \end{aligned}$$

und $q_2^2 \approx 1$ bestimmen.

Unabhängig von der Annahme $q_2^2 \approx 1$ folgt zunächst aus den letzten beiden Gleichungen: $\gamma_n^2 / \gamma_p^2 = 1,8$.

Die weiteren Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Resonanz 2, $r = 0,27 \pm 0,05$ MeV			
i	r_i (MeV)	γ_i^2 (MeV)	θ_i^2
n"	0,12	0,9	0,23
n	0,14	0,5	0,115
n	0,012	0,01	0,002

Die Angaben sind mit einem Fehler von ungefähr $\pm 30\%$ behaftet.

Da ${}^6\text{Li}^{++}$ und ${}^6\text{He}$ zu einem Isospintriplett ($T=1$) gehören, besteht zwischen den reduzierten Breiten $\gamma_{n''}^2$ und γ_p^2 für

ein $T=3/2$ bzw. $T=1/2$ Zwischenkernniveau die Beziehung:

$$\gamma_{n''}^2 = 2\gamma_p^2 \quad (T=3/2) \quad \gamma_{n''}^2 = 1/2\gamma_p^2 \quad (T=1/2)$$

Diese Beziehungen folgen aus den Isospin-Kompluskoeffizienten, die bei der Beschreibung des Übergangs eines $T=3/2$ ($T=1/2$) Niveaus in die Zweiteilchenkanäle

${}^6\text{Li}^{++}+n''$, ${}^6\text{He}+p$ auftreten (siehe auch V,1).

Aus der Analyse der experimentellen Daten erhält man:

$$\gamma_{n''}^2 = 1,8 \gamma_p^2.$$

Die kleine Breite Γ_n des $T=3/2$ Zustands im Kanal ${}^6\text{Li}+n$ erscheint plausibel, weil der Übergang des $T=3/2$ Zustands in den Kanal ${}^6\text{Li}+n$ ($T=1/2$) nur über $T=1/2$ Beimischungen erfolgen kann. Der kleine Wert $\Gamma_n \approx 12$ keV deutet darauf hin, daß der Isospin des 11,2 MeV Niveaus in ${}^7\text{Li}$ relativ rein ist. Abschätzungen von V.V. Balashov /27/ ergeben bei Berücksichtigung der Coulombwechselwirkung eine reduzierte Zerfallsbreite des $T=3/2$ Zustands in ${}^7\text{Li}$ in den Kanal ${}^6\text{Li}+n$ von $\theta_n^2 \approx 0,01$ - aus der Analyse der Meßergebnisse wurde $\theta_n^2 \approx 0,002$ gewonnen. Beide Angaben sind jedoch mit großen Fehlern behaftet. Folgerungen die sich aus den ermittelten Werten für $\theta_{n''}^2$ und θ_p^2 ergeben werden am Ende dieses Kapitels diskutiert.

Für das breite Niveau 1 ($E=10,2$ MeV, $r=1,4$ MeV) erhält man aus: $A_1^2(n,p)/A_2^2(n,n'') = \gamma_{np}^2/\gamma_{nn''}^2: \gamma_{n''}^2 = 0,37\gamma_p^2$.

Erwartet wird für ein $T=1/2$ Niveau $\gamma_{n''}^2 = 1/2\gamma_n^2$. Die Abweichung liegt innerhalb der Fehlergrenze der Analyse. Über partielle Zerfallsbreiten des 10,2 MeV Zustands können keine Aussagen gemacht werden, da dieser (wegen des Isospins $T=1/2$) wesentlich mehr erlaubte Zerfallskanäle besitzt als der $T=3/2$ Zustand und die Breiten in den Kanälen

(z.B. ${}^6\text{Li}^{++}+n, {}^4\text{He}+t$) nicht bekannt sind. Weder im Wirkungsquerschnitt der elastischen Neutronenstreuung ${}^6\text{Li}(n,n){}^6\text{Li}$ noch in dem der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$ ist ein Hinweis auf ein Niveau bei $E=10$ MeV zu finden /4/, Beiträge von diesem Niveau können jedoch wegen der großen Breite leicht von Beiträgen anderer Niveaus oder von direkten Beiträgen in den genannten Reaktionen überdeckt werden.

Die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse können mit Schalenmodellrechnungen von F.C. Barker /33/ verglichen werden. Barker hat Rechnungen für leichte Kerne ($A=6-9$) im Schalenmodell mit intermediärer Kopplung unter Berücksichtigung einer effektiven Zweikörper-Restwechselwirkung ausgeführt. Danach besitzt das $T=3/2$ Niveau in ${}^7\text{Li}$ im wesentlichen die L-S Konfigurationen ${}^2\text{P}_{3/2}$ und ${}^2\text{D}_{3/2}$. Etwa 2 MeV unterhalb des $T=3/2$ Niveaus sollte ein $T=1/2$ Niveau mit $J^\pi=3/2^-$ und der Konfiguration ${}^4\text{P}_{3/2}$ liegen. Dieses Niveau könnte dem breiten Niveau bei 10,2 MeV entsprechen. Die von Barker berechnete Breite $\gamma_{n''}^2$ für den Übergang des $T=3/2$ Niveaus in ${}^7\text{Li}$ nach ${}^6\text{Li}^{++}+n$ ist um etwa einen Faktor 1,6 kleiner als der experimentelle Wert:

$$\gamma_{n''}^2(\text{exp})=0,9 \text{ MeV} \quad \gamma_{n''}^2(\text{ber})=0,57 \text{ MeV}$$

Die reduzierten Breiten $\gamma_{n''}^2$ und γ_p^2 des $T=3/2$ Zustands in ${}^7\text{Li}$ sind von der Größenordnung der Einteilchenbreite γ_w^2 :

$$\gamma_{n''}^2=0,23\gamma_w^2 \quad \gamma_p^2=0,11\gamma_w^2 \quad . \text{ Dies deutet auf eine Cluster-}$$

struktur des $T=3/2$ Zustands von der Gestalt $({}^6\text{Li}^{++}+n)$ oder $({}^6\text{He}+p)$ hin /36/. Weitere Hinweise auf eine Clusterstruktur können beim Vergleich mit dem Grundzustand des Kerns ${}^7\text{He}$, der analog zum ersten $T=3/2$ Zustand in ${}^7\text{Li}$ ist, erhalten werden. Die reduzierte Breite des Grundzustands von ${}^7\text{He}$ hat den Wert $\gamma_w^2=0,31\gamma_w^2$ /37/. Dieser Wert muß mit der Summe der reduzierten Breiten des $T=3/2$ ${}^7\text{Li}$ Zustandes verglichen werden:

$$\gamma_{n''}^2({}^7\text{Li})+\gamma_p^2({}^7\text{Li})=0,34\gamma_w^2$$

$$\gamma_w^2({}^7\text{He})=0,31\gamma_w^2$$

Der analoge Charakter der beiden Zustände ${}^7\text{He}, {}^7\text{Li}(T=3/2)$ wird durch die gute Übereinstimmung der reduzierten Breiten bestätigt. Die Größe der reduzierten Breite $\gamma^2({}^7\text{He})$ macht

eine Clusterstruktur (${}^6\text{He}+n$) für den Grundzustand von ${}^7\text{He}$ wahrscheinlich, Der Analogzustand in ${}^7\text{Li}$ ($T=3/2, E=11,2\text{MeV}$) sollte entsprechenden Clusteraufbau (${}^6\text{He}+p, {}^6\text{Li}^{++}+n$) besitzen, Tiefer liegende Zustände des Kerns ${}^7\text{Li}$ ($E < 7\text{ MeV}$) wurden schon mehrfach im Clustermodell diskutiert, wobei zum Teil recht gute Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen erhalten wurde /36/, /38/.

Der $T=3/2$ Zustand in ${}^7\text{Li}$ läßt sich darstellen als Überlagerung der Cluster-Wellenfunktionen $\psi({}^6\text{He}+p)$ und $\psi({}^6\text{Li}^{++}+n)$ mit Koeffizienten, die sich aus der Kopplung der Isospins zum gesamten Isospin $T=3/2$ ergeben:

$$(V5) \quad \psi(T=3/2) = \sqrt{1/3}\psi({}^6\text{He}+p) + \sqrt{2/3}\psi({}^6\text{Li}^{++}+n)$$

Ganz analog zu $\psi(3/2)$ läßt sich eine Clusterwellenfunktion $\psi(1/2)$ eines $T=1/2$ Niveaus bilden:

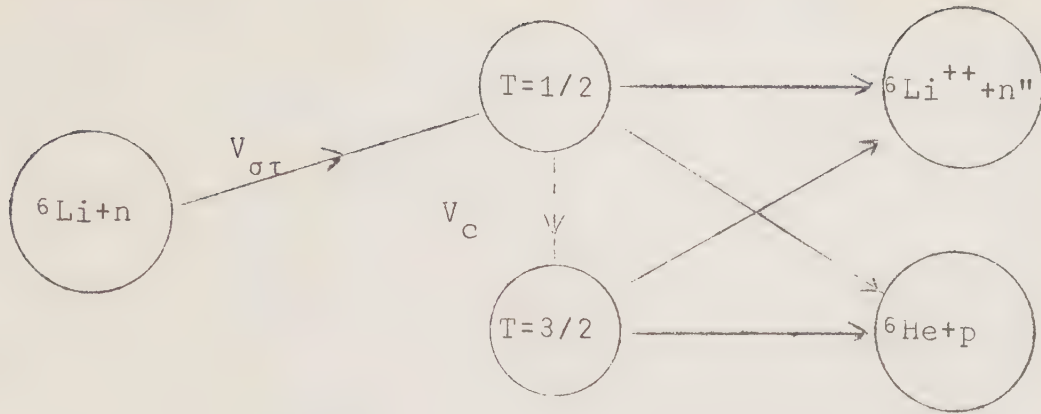
$$(V6) \quad \psi(T=1/2) = \sqrt{2/3}\psi({}^6\text{He}+p) - \sqrt{1/3}\psi({}^6\text{Li}^{++}+n)$$

Zustand (V6) hat, abgesehen vom Isospinanteil der Wellenfunktion, den gleichen Aufbau wie Zustand (V5)

($J_1=J_2=3/2, \pi_1=\pi_2=-1$, gleiche Ortswellenfunktionen), Oft wird der Zustand (V6) als Antianalogzustand zum Analogzustand (V5) bezeichnet, Aus dem Aufbau der Zustände (V5) und (V6) folgt, daß diese hauptsächlich in die Kanäle ${}^6\text{Li}^{++}+n$ und ${}^6\text{He}+p$ zerfallen, da diese Ausgangskanäle in den Zwischenkernzuständen bereits vorgebildet sind, Der Zerfall des $T=3/2$ Zustands in den Viertelchenkanal

${}^4\text{He} + 2n + p$ ist weniger wahrscheinlich, denn bei diesem Zerfallsmodus muß die Clusterstruktur (V5) aufgebrochen werden. Die Bildung des $T=3/2$ Zustands in der Reaktion ${}^6\text{Li}+n$ kann erklärt werden, wenn kleine Beimischungen anderer Konfigurationen zugelassen werden. Im $T=3/2$ Zustand können infolge der Coulombwechselwirkung kleine Beimischungen mit $T=1/2$ auftreten.

Im Zusammenhang mit der Cluster-Vorstellung der Resonanzzustände läßt sich ein einfaches Modell für den Reaktionsablauf konstruieren, Die anschließende Zeichnung enthält die wesentlichen Punkte dieses Modells.



Eingang

Zwischenzustände
(Clusterzustände)

Ausgang

Das einlaufende Neutron bildet mit dem Kern ${}^6\text{Li}$ den Clusterzustand $\psi(1/2)$, (V_6). In Kap. V, 4 wird gezeigt, daß der Übergang $({}^6\text{Li}+n) \rightarrow ({}^6\text{He}+p) + ({}^6\text{Li}^{++}+n'')$ durch den Spin-Isospin Austauschoperator

$$V_{\sigma\tau} = V \sum_i (\sigma_n \sigma_i)(\tau_n \tau_i) \quad \text{bewirkt wird}$$

(i kennzeichnet das 1p Neutron und Proton im Kern ${}^6\text{Li}$). Der direkte Übergang vom Eingangskanal in den Zustand $\psi(3/2)$ ist nicht möglich, weil der Operator $V_{\sigma\tau}$ den Isospin ($T=1/2$) erhält. Infolge der Coulombwechselwirkung V_c kann der Zustand $\psi(1/2)$ jedoch in den Zustand $\psi(3/2)$ übergehen. Beide Zustände können in die Ausgangskanäle ${}^6\text{Li}^{++}+n''$, ${}^6\text{He}+p$ zerfallen.

Da $V_{\sigma\tau}$ den Gesamtspin S erhält und $\psi(1/2)$ den Spin $S=1/2$ besitzt, kann im Eingangskanal nur der Kanalspin $s=1/2$ zu Übergängen führen; das Übergangsmatrixelement mit $s=3/2$ im Eingangskanal verschwindet.

Die Coulombwechselwirkung V_c mischt die beiden Clusterzustände $\psi(1/2)$ und $\psi(3/2)$. Die Resonanzen 1 und 2 enthalten kleine Isospinbeimischungen:

$$\text{Res. 1: } \phi_1 = \sqrt{1-a} \psi(1/2) + a \psi(3/2)$$

$$\text{Res. 2: } \phi_2 = -a \psi(1/2) + \sqrt{1-a} \psi(3/2)$$

a = Mischungsparameter.

Die Amplitude $\gamma_n(2)$ für den Übergang vom Eingangskanal (n) in die Resonanz 2 läßt sich nach dem hier entwickelten Modell schreiben als:

$$\gamma_n(2) = a \gamma_n(1)$$

$\gamma_n^2(1)$ = reduzierte Breite für Resonanz 1 im Eingangskanal.

Aus (V4) und den aus der Anpassung bestimmten Parametern $A_1^2(n,p)$, $A_1^2(n,n'')$ für Resonanz 1 läßt sich die Größenordnung des Mischungsparameters a abschätzen,

Mit $\gamma_p^2(1) \approx \gamma_p^2(2) = 0,5$ MeV; $q_1^2 \approx 1$ (V4) und $\gamma_n^2(2) \approx 0,01$ MeV folgt:

$$\gamma_n^2(1) \approx 0,75 \text{ MeV} \quad a^2 \approx 0,013 \quad a \approx 0,11$$

Dies bedeutet, daß der Zustand 2 bei $E=11,2$ MeV in ${}^7\text{Li}$ etwa mit 1% Wahrscheinlichkeit Beiträge mit $T=1/2$ enthält. Zur theoretischen Bestimmung des Mischungsparameters a muß das Matrixelement $\langle \psi(3/2) | V_C | \psi(1/2) \rangle$ berechnet werden. Dies ist jedoch nur bei genauer Kenntnis der Wellenfunktion $\psi(1/2)$, $\psi(3/2)$ möglich.

In dem zuletzt entwickelten Modell wird der Reaktionsablauf sehr vereinfacht dargestellt. Bisher wurde noch nicht die Möglichkeit einer direkten Reaktion diskutiert - direkte Prozesse können jedoch bei den Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$

und ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ von Bedeutung sein. Aus der Winkelverteilung der Protonen aus der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ könnte u.U. geschlossen werden, ob direkte Prozesse oder Zwischenkernprozesse vorwiegend das Reaktionsverhalten bestimmen. Versuche, die Winkelverteilung mit einem Gasszintillator-Teleskop zu messen haben infolge großer experimenteller Schwierigkeiten zu keinem Ergebnis geführt /39/.

V.4 Direkte Reaktionen

Direkte Prozesse sind dann begünstigt, wenn beim Übergang vom Anfangs- zum Endzustand der Reaktion nur wenige Freiheitsgrade (z.B. Einteilchen- oder Kollektiv-Freiheitsgrade) beteiligt sind. Der Grundzustand ${}^6\text{Li}$, der zweite angeregte Zustand ${}^6\text{Li}^{++}$ und der Grundzustand ${}^6\text{He}$ werden im Schalenmodell beschrieben als α -Rumpf ($1s^4$) plus 2 Nukleonen in der $1p$ Schale. Die beiden äußeren Teilchen bilden in der L-S Näherung, die für ${}^6\text{Li}$ recht gut erfüllt ist /33/, folgende Konfigurationen:

$$(V7) \quad {}^6\text{Li}: 1^3S_1 \quad (\text{d.h. } L=0, S=1, T=0, J^\pi=1^+)$$

$${}^6\text{Li}^{++} {}^6\text{He}: 3^1S_0 \quad (\text{d.h. } L=0, S=0, T=1, J^\pi=0^+)$$

In allen 3 Zuständen koppeln die Bahndrehimpulse der beiden 1p Nukleonen zu $L=0$. Im Grundzustand von ${}^6\text{Li}$ sind die Spins der 1p Nukleonen parallel ($S=1$), die Isospins antiparallel ($T=0$); im angeregten Zustand ${}^6\text{Li}^{++}$ und im dazu analogen Grundzustand von ${}^6\text{He}$ ist die Kopplung gerade umgekehrt ($S=0, T=1$),

Die Zustände ${}^6\text{Li}$, ${}^6\text{Li}^{++}$, ${}^6\text{He}$ unterscheiden sich also nur in den Spin-Isospinwellenfunktionen, die Ortsfunktionen sind identisch. Diese starke Ähnlichkeit wird bestätigt durch das experimentell bestimmte Matrixelement des übererlaubten Gamow-Teller Übergangs ${}^6\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li}$ /40/ und durch die γ -Breite des 3,562 MeV Niveaus ${}^6\text{Li}^{++}$ /41/. Infolge der Spin-Bahn Wechselwirkung sind die in (V7) angegebenen Wellenfunktionen nicht exakt gültig, die genauen Wellenfunktionen enthalten kleine Beimischungen ($<2\%$ für ${}^6\text{Li}$, $<12\%$ für ${}^6\text{Li}^{++}$, ${}^6\text{He}$) von P und D Zuständen /33/. Für die qualitativen Überlegungen in diesem Kapitel reichen die Wellenfunktionen (V7) aus.

Der direkte Übergang vom Eingangskanal ${}^6\text{Li}+n$ in die Endkanäle ${}^6\text{Li}^{++}+n$, ${}^6\text{He}+p$ kann (in der Näherung (V7)) durch Austausch von Spin und Isospin zwischen dem einlaufenden Neutron und einem der gebundenen 1p Nukleonen erfolgen. 2-Teilchen Austauschoperatoren für Spin bzw. Isospin haben die Gestalt /42/:

$$\begin{aligned} (V8) \quad P_\sigma(1,2) &= 1/2 (1 + \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) && \text{Spin-Austausch} \\ P_\tau(1,2) &= 1/2 (1 + \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) && \text{Isospin-Austausch} \\ P_{\sigma\tau}(1,2) &= P_\sigma(1,2) P_\tau(1,2) && \text{Spin und Isospin-Austausch} \end{aligned}$$

Direkte Wirkungsquerschnitte lassen sich in der DWBA Näherung berechnen /43/. In dieser Näherung gilt für die Übergangsamplitude ($i \rightarrow f$) T_{fi} :

$$(V9) \quad T_{fi} = \int \chi_f^-(\vec{r}) \langle \Psi_f | V_{\text{eff}} | \Psi_i \rangle \chi_i^+(\vec{r}) d\vec{r}$$

χ_f, χ_i sind sog. "distorted waves", die die elastische Streuung im Eingangskanal i und Ausgangskanal f beschreiben und Lösungen einer Schrödingergleichung mit optischem Potential sind. V_{eff} beschreibt eine effektive Wechselwirkung beim Übergang $\Psi_i \rightarrow \Psi_f$. Meistens will man aus der Analyse direkter Reaktionen Informationen über die Kernzustände Ψ_i, Ψ_f

gewinnen; V_{eff} ist hierbei ein Anpassungsparameter, Andererseits kann, bei bekannten Kernwellenfunktionen ψ_i, ψ_f , V_{eff} aus einer Analyse berechnet werden, Dazu wird im mikroskopischen Bild der direkten Reaktionen /44/ V_{eff} dargestellt als Summe aus Zweikörperwechselwirkungen zwischen Projektil (bzw. bei komplexen Projektilen einem Nukleon des Projektils) und Target-Nukleonen:

$$V_{\text{eff}} = \sum_i t_i$$

$$t_i = V_{00} + V_{10} \vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_p + V_{01} \vec{\tau}_i \vec{\tau}_p + V_{11} (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_p) (\vec{\tau}_i \vec{\tau}_p)$$

i: Targetnukleon, p: Projektil

Die Indices von V_{ST} geben den bei der Wechselwirkung übertragenen Spin und Isospin an. Zur Bestimmung von V_{eff} sind vor allem Experimente bei hohen Einschußenergien geeignet, da dann Zwischenkernprozesse gegenüber den Direktprozessen vernachlässigt werden können /45/, /46/.

In direkten Übergängen bei den Reaktionen ${}^6\text{Li}(n, n'') {}^6\text{Li}^{++}$ und ${}^6\text{Li}(n, p) {}^6\text{He}$ müssen der Spin $S=1$ und der Isospin $T=1$ übertragen werden, d.h. nur

$V_{\text{eff}} = V_{11} (\vec{\sigma}_i \vec{\sigma}_p) (\vec{\tau}_i \vec{\tau}_p)$ ist wirksam.

In dieser Arbeit wurden keine DWBA Analysen zur Bestimmung von V_{eff} aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten ausgeführt. Wegen der relativ niedrigen Einschußenergien ($E_n < 9$ MeV) können Zwischenkernprozesse nicht vernachlässigt werden, dann wird jedoch die Bestimmung von V_{eff} aus einer DWBA Analyse zweifelhaft.

VI Zusammenfassung

=====

In der vorliegenden Arbeit wird über Untersuchungen der Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$, ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ und ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$ berichtet.

Wirkungsquerschnitte der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ wurden in einer Ringgeometrie-Anordnung durch Nachweis der beim Zerfall des angeregten Zustands ${}^6\text{Li}^{++}$ emittierten γ -Quanten bestimmt. Die experimentelle Nachweisgenauigkeit konnte bei Messungen mit gepulstem Neutronenstrahl und Flugzeitdiskriminierung der γ -Strahlung erheblich verbessert werden. Der ringförmige Streuer bestand aus 200g angereicherter Lithium-Metall.

Die Anregungsfunktion der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ wurde im Energiebereich $E_n = 3,1-6$ MeV mit der Aktivierungsmethode bestimmt. Als Target und gleichzeitig als Detektor diente ein ${}^6\text{LiJ}(\text{Eu})$ Szintillationskristall.

Die gemessenen Anregungsfunktionen der Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ und ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ lassen sich im Zwischenkernmodell (Zwischenkern ${}^7\text{Li}$) deuten. Beobachtet wird eine Interferenz zwischen einem breiten $T=1/2$ und einem wesentlich engeren $T=3/2$ Niveau. Die Anregung des $T=3/2$ Niveaus in Reaktionen ${}^6\text{Li}+n$ ist bei Erhaltung des Isospins verboten, kann jedoch durch kleine Beimischungen einer $T=1/2$ Komponente erklärt werden. Aus der Analyse der gemessenen Anregungsfunktionen nach einer 2-Niveau Resonanzformel konnten partielle Breiten des $T=3/2$ Niveaus ermittelt werden.

Der Aufbau der Zwischenkernniveaus in ${}^7\text{Li}$ wird im Schalen- und Clustermodell diskutiert. Experimentelle Ergebnisse sprechen für eine Clusterstruktur $\sqrt{1/3}({}^6\text{He}+p)+\sqrt{2/3}({}^6\text{Li}^{++}+n)$ für den $T=3/2$ Zustand und, allerdings weniger zwingend $-\sqrt{1/3}({}^6\text{Li}^{++}+n)+\sqrt{2/3}({}^6\text{He}+p)$ für den $T=1/2$ Zustand.

Die experimentellen Ergebnisse schließen jedoch direkte Beiträge zu den untersuchten Reaktionen nicht aus.

Über experimentelle Ergebnisse bei der Untersuchung der Reaktionen ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$ und ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$ wurde auf dem "Symposium on Light Nuclei, Few Body Problems and Nuclear Forces" in Brela, Jugoslawien (1967) berichtet /47/.

Literatur

=====

- /1/ T. Lauritsen, F. Ajzenberg-Selove: Nucl,Phys, 79,1 (1966)
- /2/ K. Krüger: Diplomarbeit, IKF, Frankfurt (1965)
- /3/ R. Bass: private Mitteilung
- /4/ E.D. Pendlebury: AWRE O-60/64 (1964)
(Neutron Cross Sections of ${}^6\text{Li}$ in the Energy Range 0,001 eV - 15 MeV)
- /5/ J.F. Barry: Reactor Science and Technology 17, 273 (1963)
- /6/ Fast Neutron Physics, Bd. I u. II, herausgeg.v. J.B. Marion u. J.L. Fowler, Interscience Publ.(1963)
- /7/ K. Meinel, K. Debertin: IKF-18, Frankfurt (1966)
- /8/ R.L. Heath: Scintill. Spectr., γ Ray Spectr.Catal, herausgeg. v. Phillips Petroleum Co., Atomic En, Divis., Idaho Falls, Idaho (1957)
- /9/ L.E. Beghian, M.K. Salomaa: Nucl. Instr. 17, 181 (1962)
D. Maydan: Nucl. Instr. 34, 229 (1965)
- /10/ J.J. Schmidt (Herausgeber): KFK120(EANDC-E-35U) (1962)
- /11/ R. Batchelor, J.H. Towle: Nucl. Phys, 47, 385 (1963)
- /12/ J.L. Perkin: Nucl. Phys, 60, 561 (1964)
- /13/ J.C. Hopkins, D.M. Drake, H. Condé Nucl. Phys, A107, 139 (1968)
- /14/ R.B. Day: Phys. Rev. 102, 767 (1956)
- /15/ C. Bindhardt:Diplomarbeit, IKF, Frankfurt (1964)
- /16/ H.J. Wingender: Dissertation, IKF, Frankfurt (voraussichtlich 1968)
- /17/ P. Filsz: Diplomarbeit, IKF, Frankfurt (1964)
- /18/ J.L. Honsaker: Nucl. Phys, A90, 545 (1967)
- /19/ W.D. Harrison: Nucl. Phys, A92, 260 (1967)
- /20/ J.D. Anderson, C.Wong, V.A.Madsen: UCRL-50197 (1967)
- /21/ J.K. Bair, C.M. Jones, H.B. Willard: Nucl. Phys. 53, 209 (1964)
- /22/ L.R. Suelzle, M.R. Yearian, H. Crannell:Phys,Rev, 162, 992 (1967)

- /23/ C. Détraz, J. Cerny, R. H. Pehl: Phys. Rev. Lett. 14, 708 (1965)
- /24/ R. Bass: private Mitteilung
- /25/ J. B. Marion: Phys. Lett. 14, 315 (1965)
- /26/ S. Meshkov, C. W. Ufford: Phys. Rev. 101, 734 (1956)
- /27/ V. V. Balashov: Atomnaja En. 9, 48 (1960)
- /28/ R. L. Grath, J. Cerny, E. Norbeck: Phys. Rev. Lett. 19, 1442 (1967)
- /29/ C. Mahaux: Nucl. Phys. 71, 241 (1965)
- /30/ A. M. Lane, R. G. Thomas: Rev. Mod. Phys. 30, 257 (1958)
- /31/ C. Mahaux, H. A. Weidenmüller: Ann. Phys. 32, 259 (1965)
- /32/ J. Humblet, A. Lejeune: Phys. Lett. 23, 561 (1966)
- /33/ F. C. Barker: Nucl. Phys. 83, 418 (1966)
- /34/ C. L. Critchfield: A Theory of Neutron Reactions on ${}^6\text{Li}$, LA-2714 (1962)
- /35/ J. Humblet: Nucl. Phys. 50, 1 (1964)
- /36/ G. C. Phillips, T. A. Tombrello: Nucl. Phys. 19, 555 (1960)
- /37/ R. H. Stokes, P. G. Joong: Phys. Rev. Lett. 18, 611 (1967)
- /38/ Y. C. Tang, K. Wildermuth, L. D. Pearlstein: Phys. Rev. 123, 548 (1961)
- /39/ H. Poland: Diplomarbeit, IKF, Frankfurt (1968)
- /40/ J. N. Bahcall: Nucl. Phys. 75, 10 (1966)
H. Überall: Phys. Rev. 116, 218 (1959)
- /41/ S. J. Skorka, R. Hübner, T. W. Retz-Schmidt, H. Wahl: Nucl. Phys. 47, 417 (1963)
- /42/ J. M. Blatt, V. F. Weisskopf: Theoretische Kernphysik, B. G. Teubner (1959)
- /43/ G. R. Satchler: Nucl. Phys. 55, 1 (1964)
- /44/ G. R. Satchler: Nucl. Phys. 77, 481 (1966)
V. A. Madson: Nucl. Phys. 80, 177 (1966)
- /45/ C. Wong, J. D. Anderson, J. McClure, B. Pohl, V. A. Madsen, F. Schmittroth: Phys. Rev. 160, 769 (1967)
- /46/ P. J. Locard, S. M. Austin, W. Bemenson: Phys. Rev. Lett. 19, 1141 (1967)
- /47/ R. Bass, K. Krüger, G. Presser: Proceedings of Symp. on Light Nuclei, Few Body Problems and Nuclear Forces, Brela, Jugosl. (erscheint 1968)

Herrn Professor Dr. Erwin Schopper danke ich für die großzügigen Arbeitsmöglichkeiten an seinem Institut,

Herrn Priv. Doz. Dr. Reiner Bass bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für wertvolle Diskussionen und Ratschläge dankbar,

Herrn Dipl. Physiker E. Dietz danke ich für seine Hilfe beim Aufbau der Apparatur zur Flugzeitdiskriminierung und Herrn Dipl. Physiker C. Bindhardt für seine Unterstützung bei der Aufstellung von Rechenprogrammen,

Allen weiteren Institutsangehörigen, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben, sei an dieser Stelle gedankt.

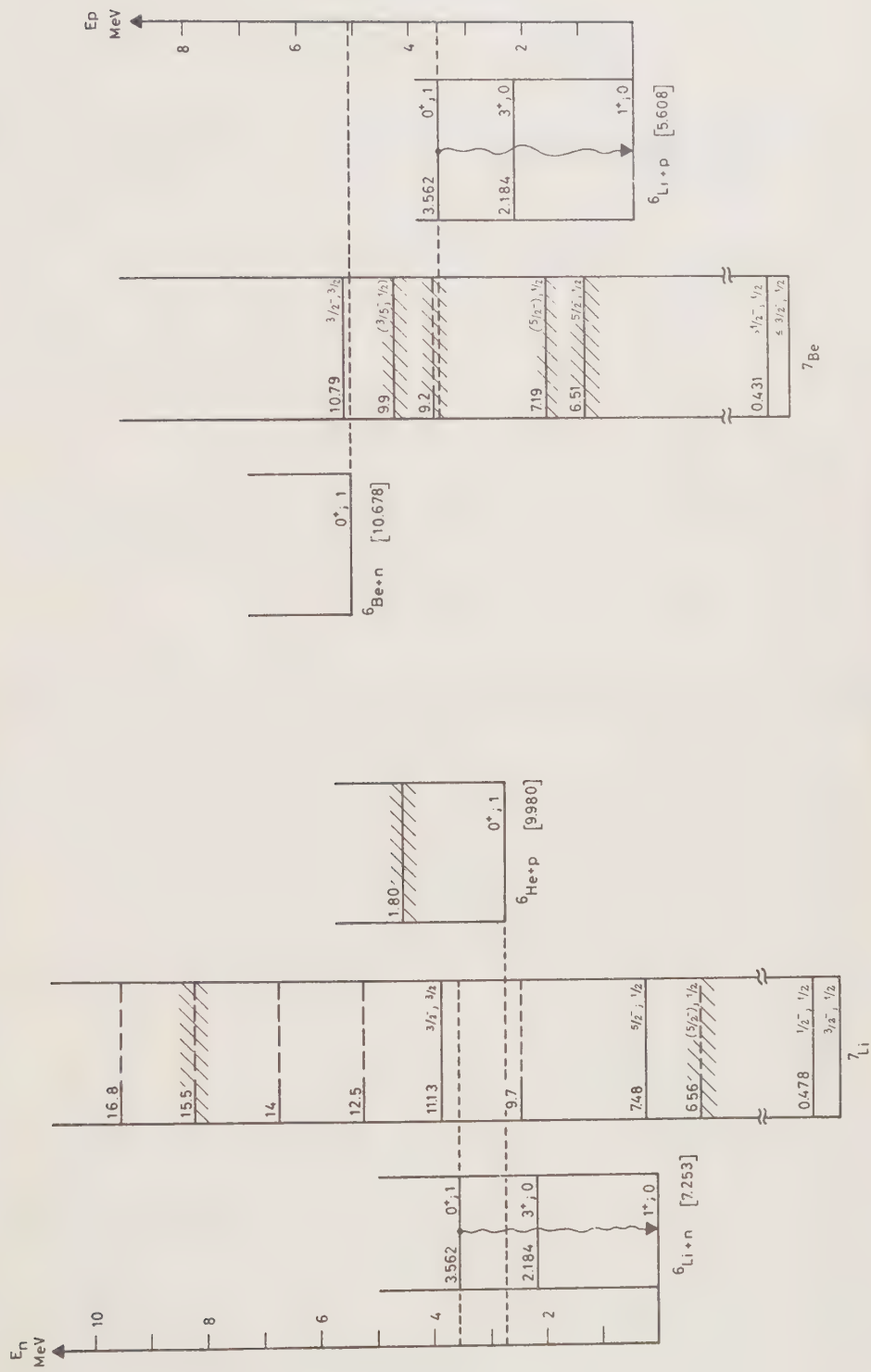


Abb. 1 Reaktionsschemata

Ringgeometrie für $(n,n'\gamma)$ Experimente

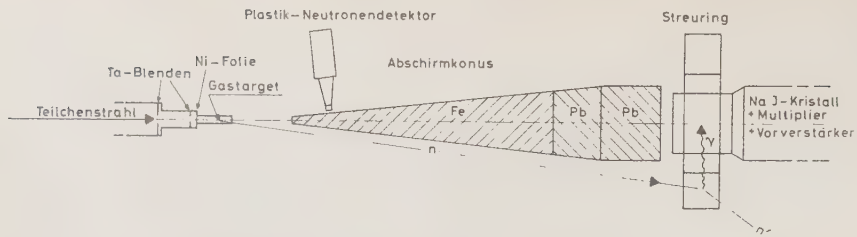


Abb.2 Ringgeometrieordnung für $(n,n'\gamma)$ Experimente

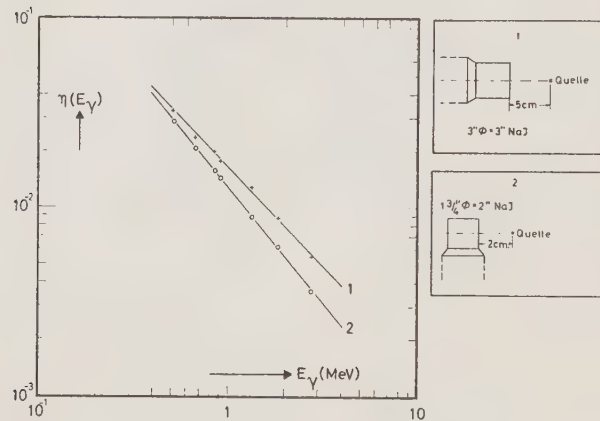


Abb.3 γ -Ansprechwahrscheinlichkeiten von NaJ Detektoren

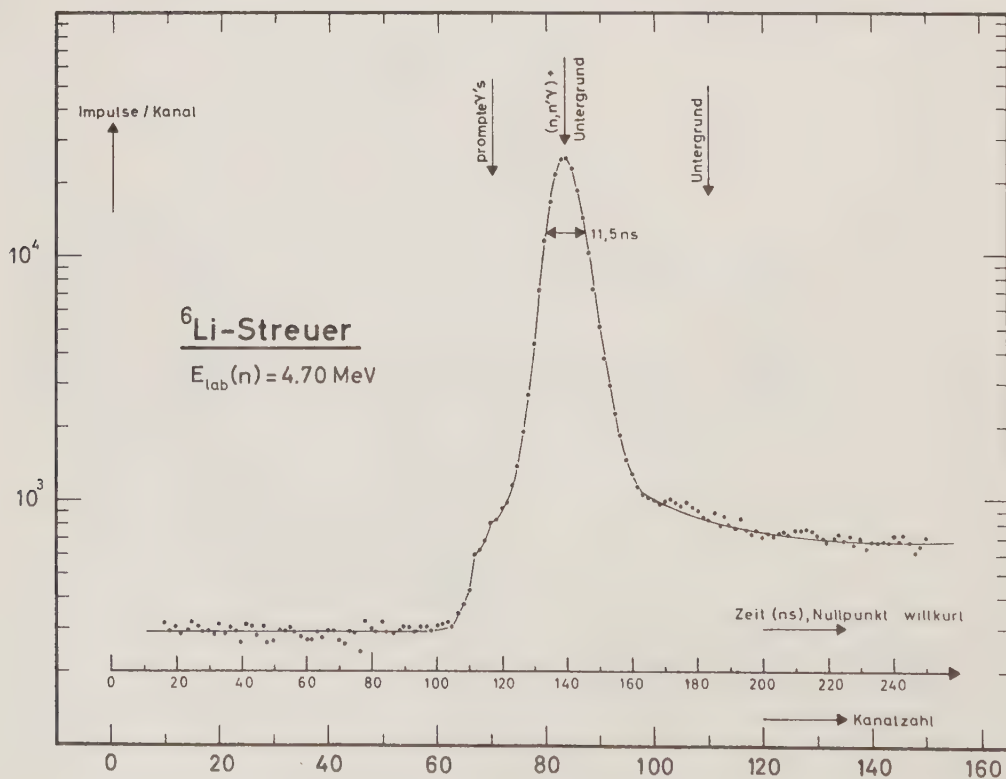


Abb.4 Zeitspektrum der γ -Quanten, Reaktion: ${}^6\text{Li}(n,n'\gamma)$

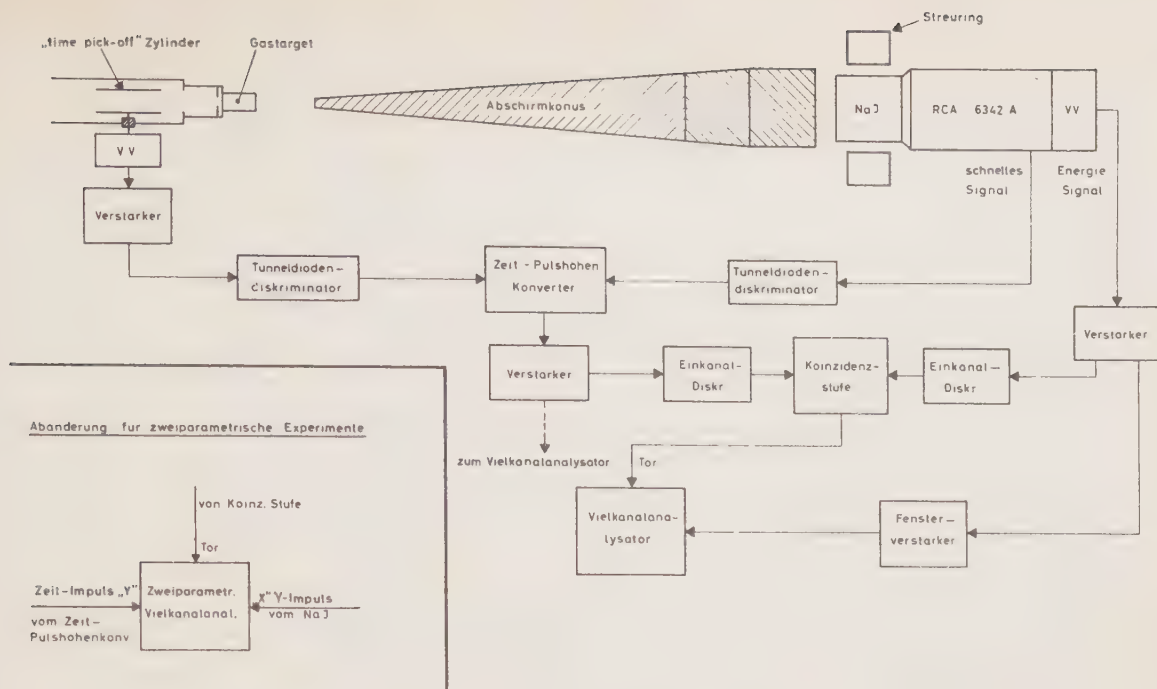


Abb.5 Versuchsaufbau für $(n, n'\gamma)$ Experimente mit gepulster Neutronenquelle

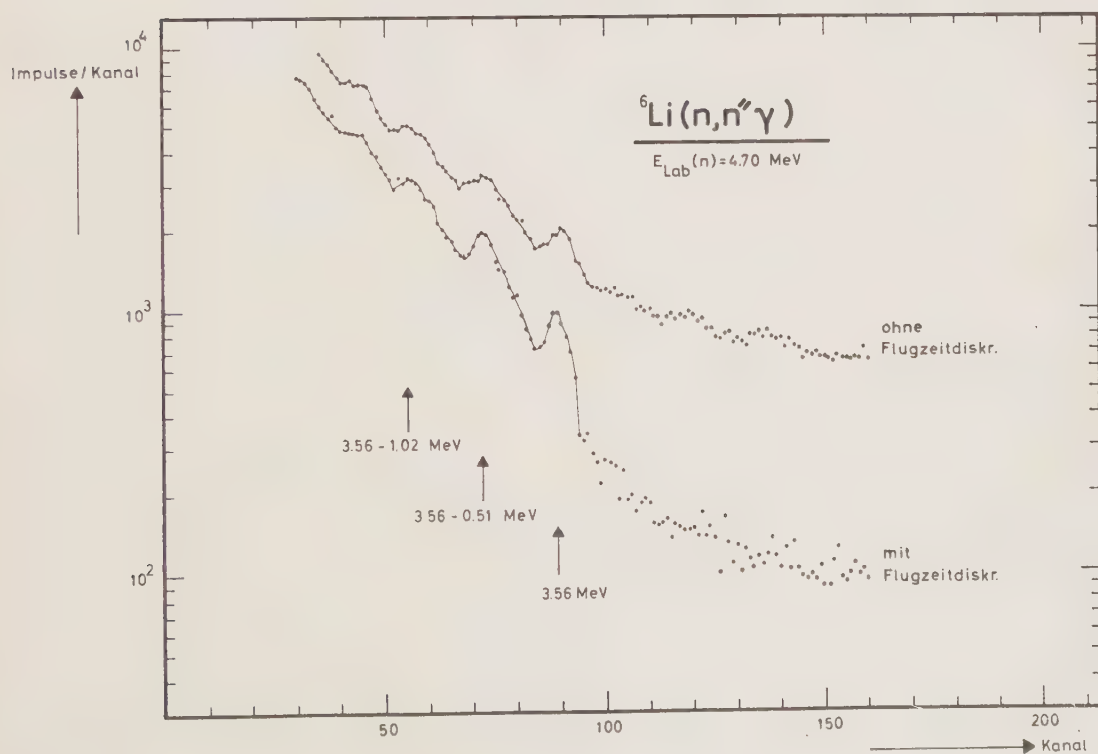


Abb.6 γ -Spektren mit und ohne Flugzeitdiskriminierung

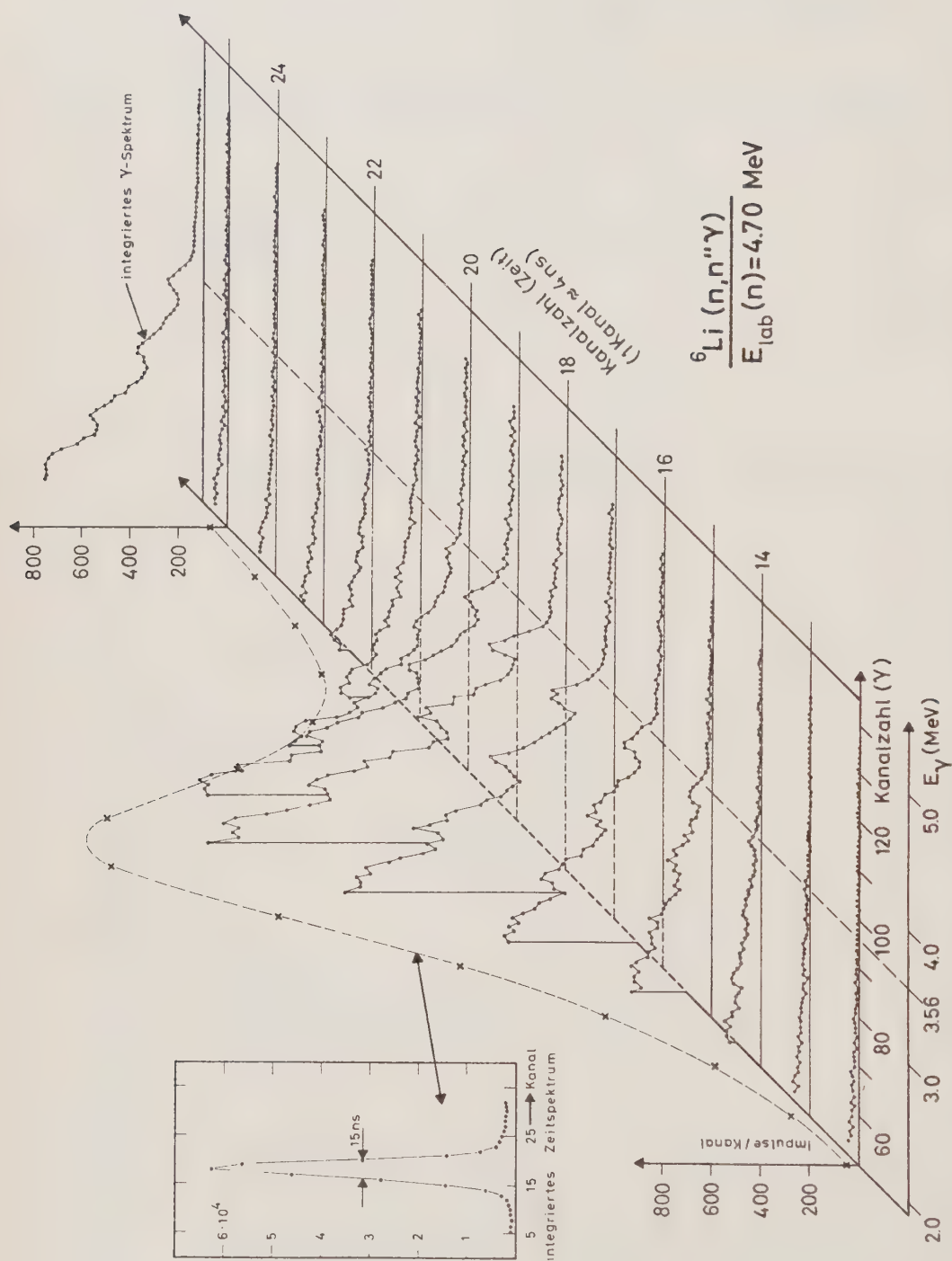


Abb. 7 Zweiparametrisches γ -Spektrum der Reaktion ${}^6\text{Li}(n, n' \gamma)$

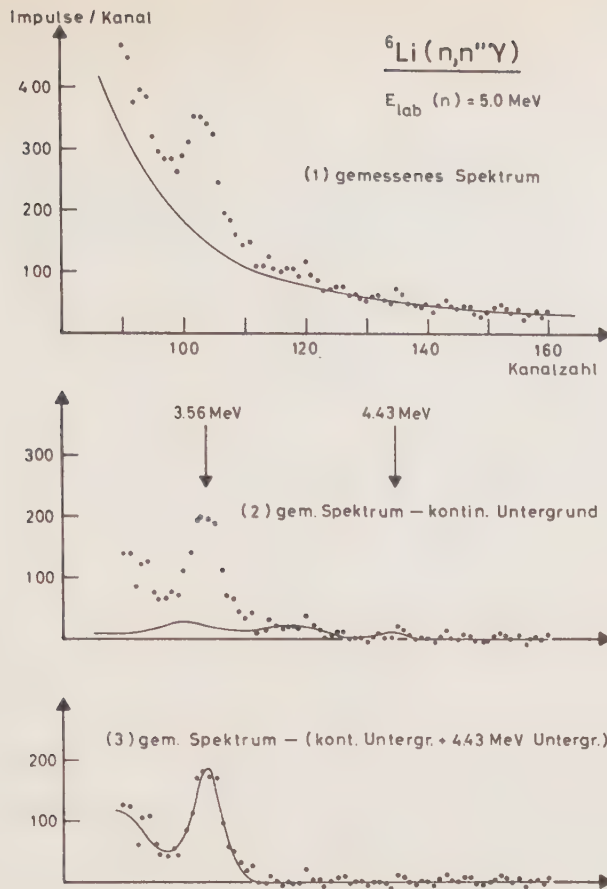


Abb.8 Analyse der γ -Spektren

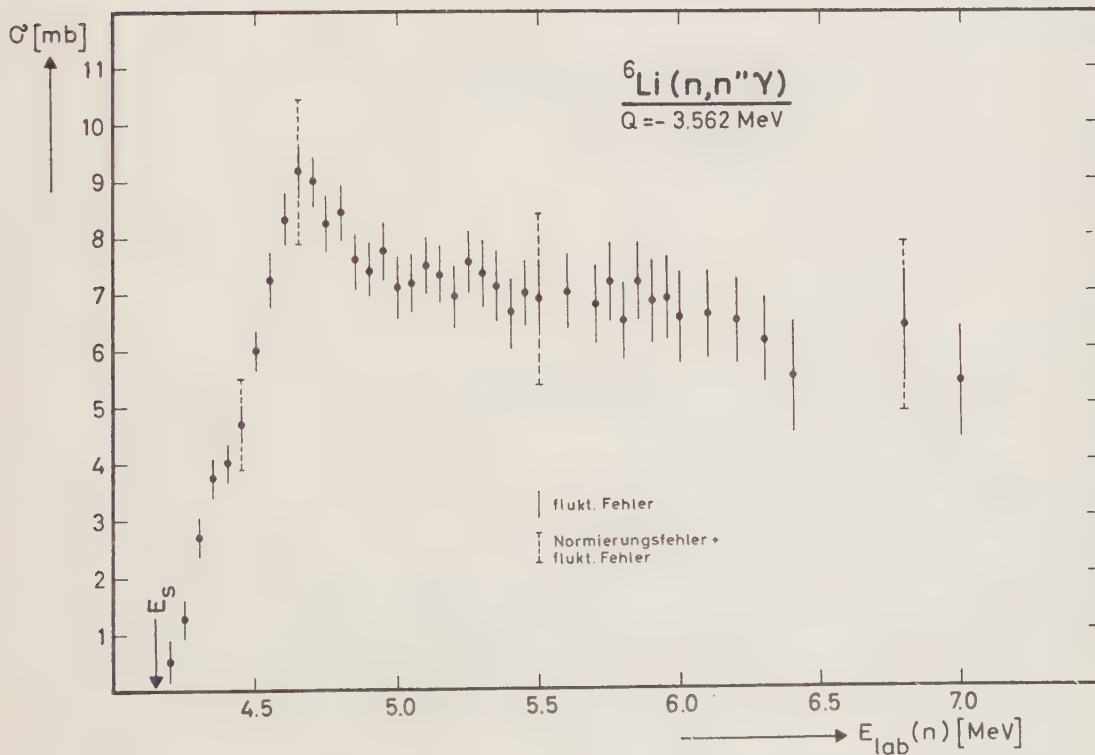


Abb.9 Anregungsfunktion der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,n''){}^6\text{Li}^{++}$

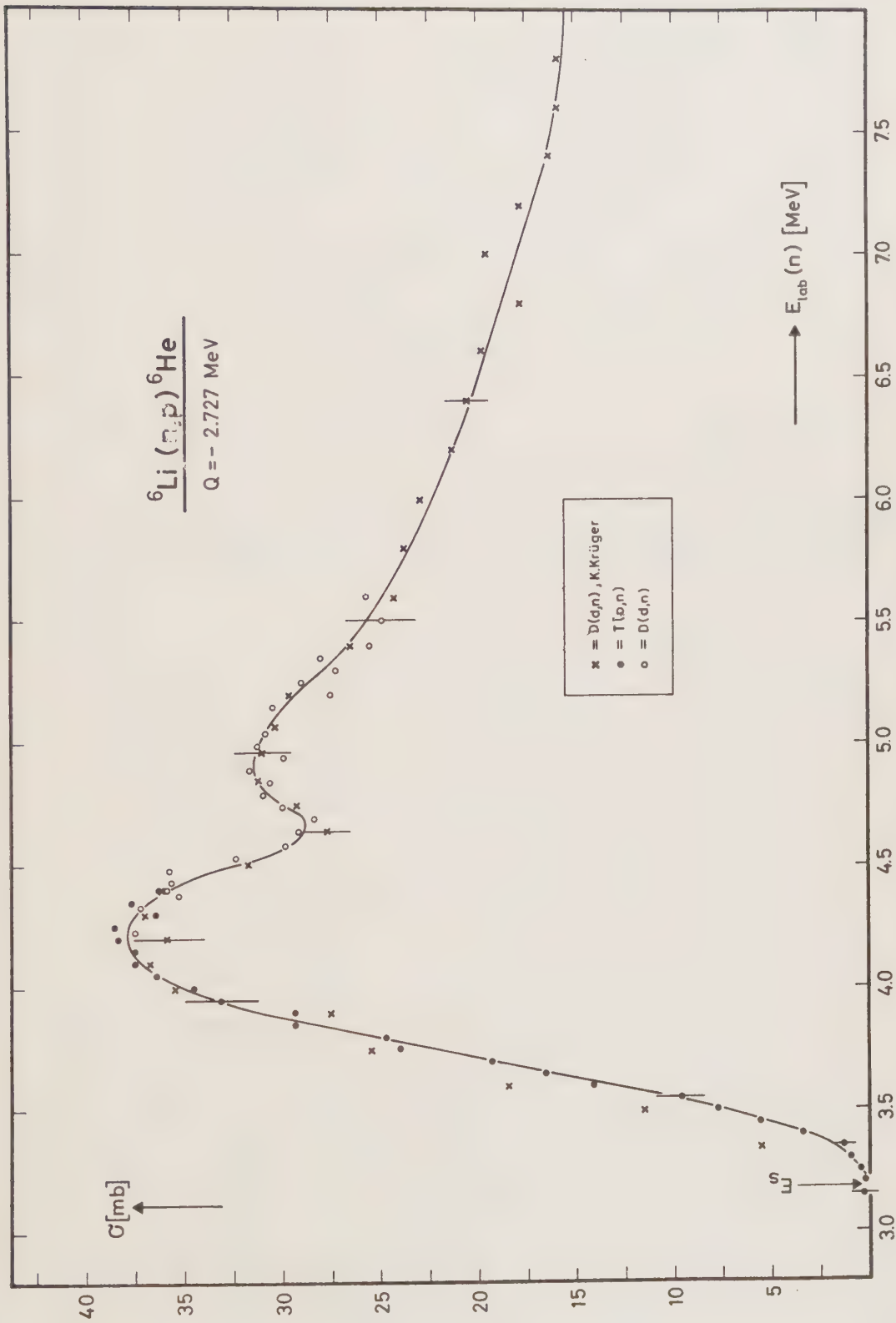


Abb. 12 Anregungsfunktion der Reaktion ${}^6\text{Li}(n,p){}^6\text{He}$

(p,p'γ) – Meßanordnung

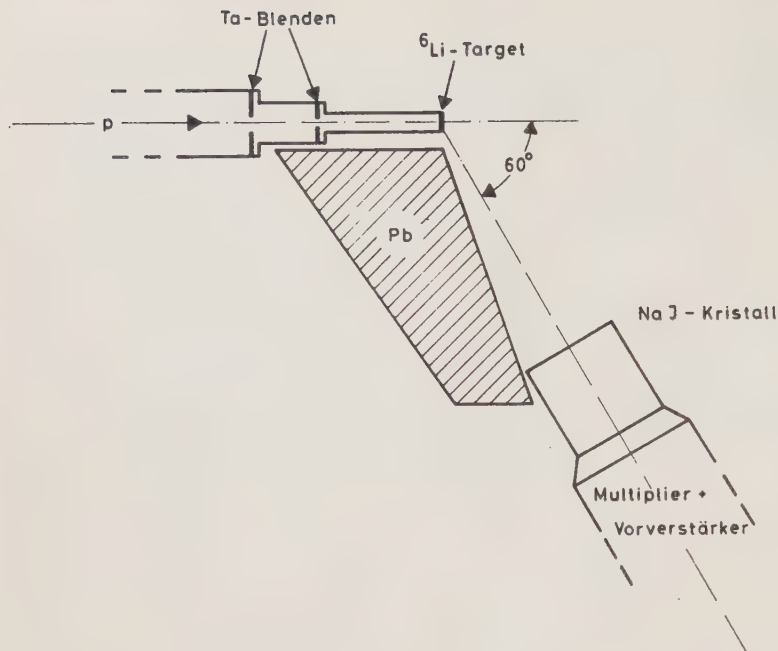


Abb.13 Meßanordnung für (p,p' γ) Experimente

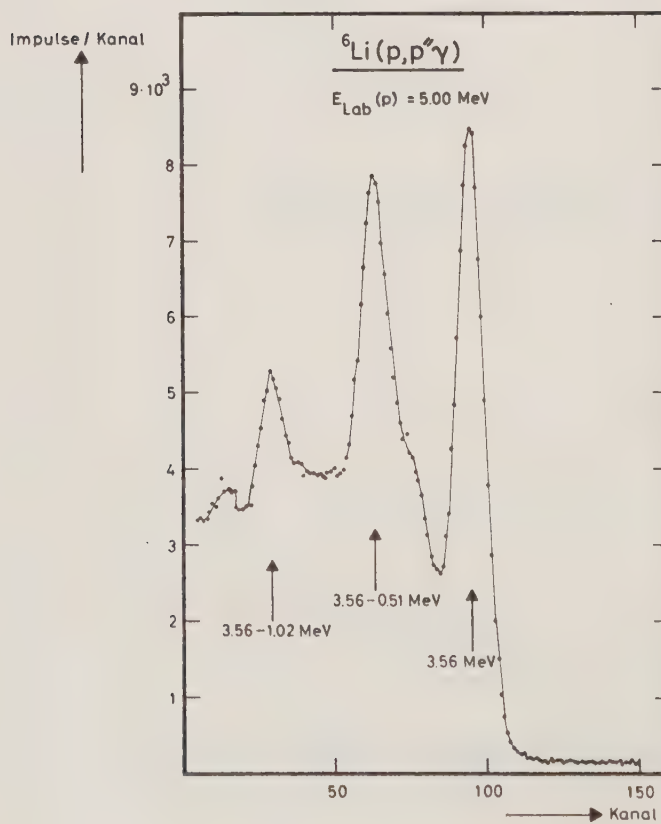


Abb.14 γ -Spektrum der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,p''\gamma)$

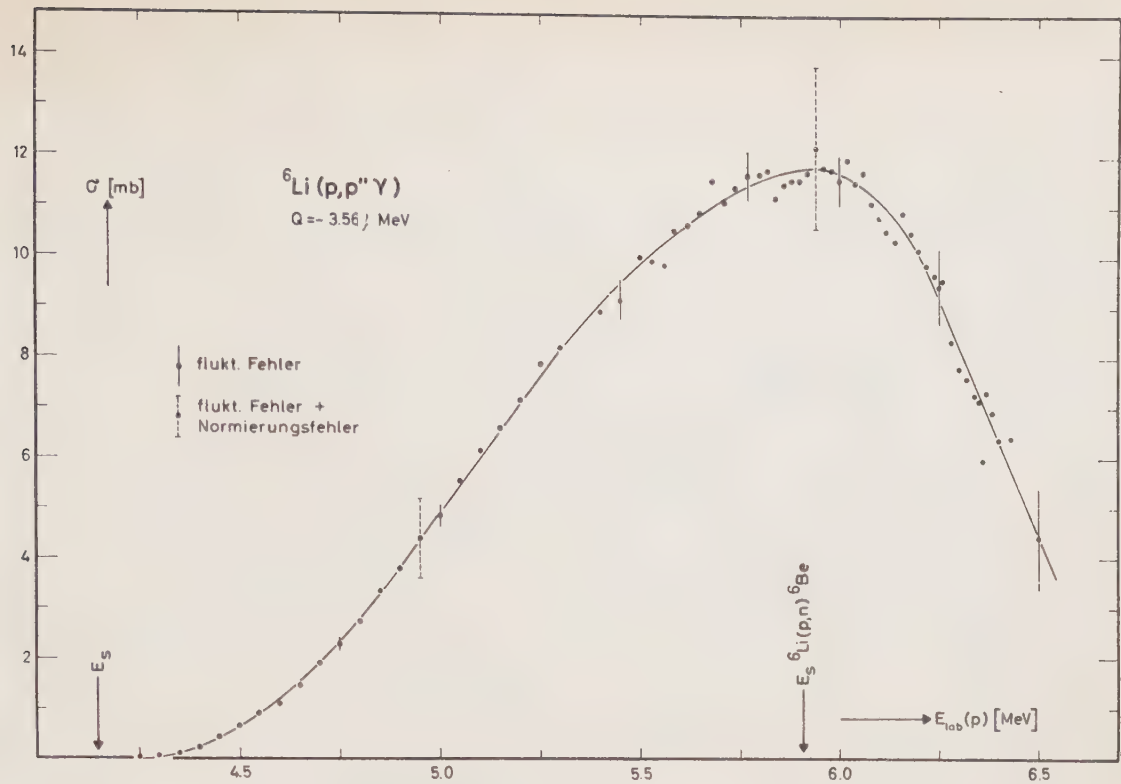


Abb.15 Anregungsfunktion der Reaktion ${}^6\text{Li}(p,p''){}^6\text{Li}^{++}$

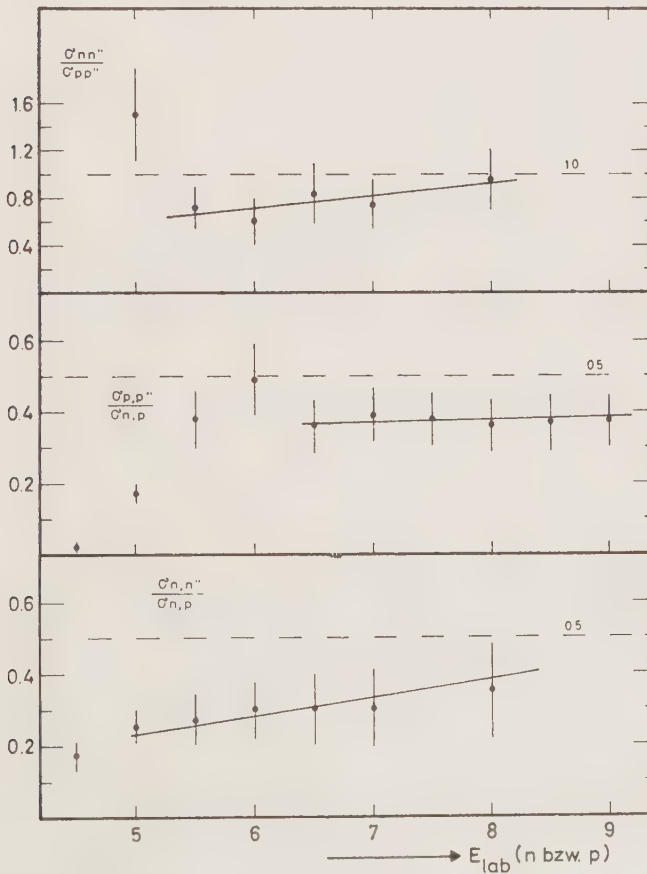


Abb.16 Verhältnisse von Wirkungsquerschnitten

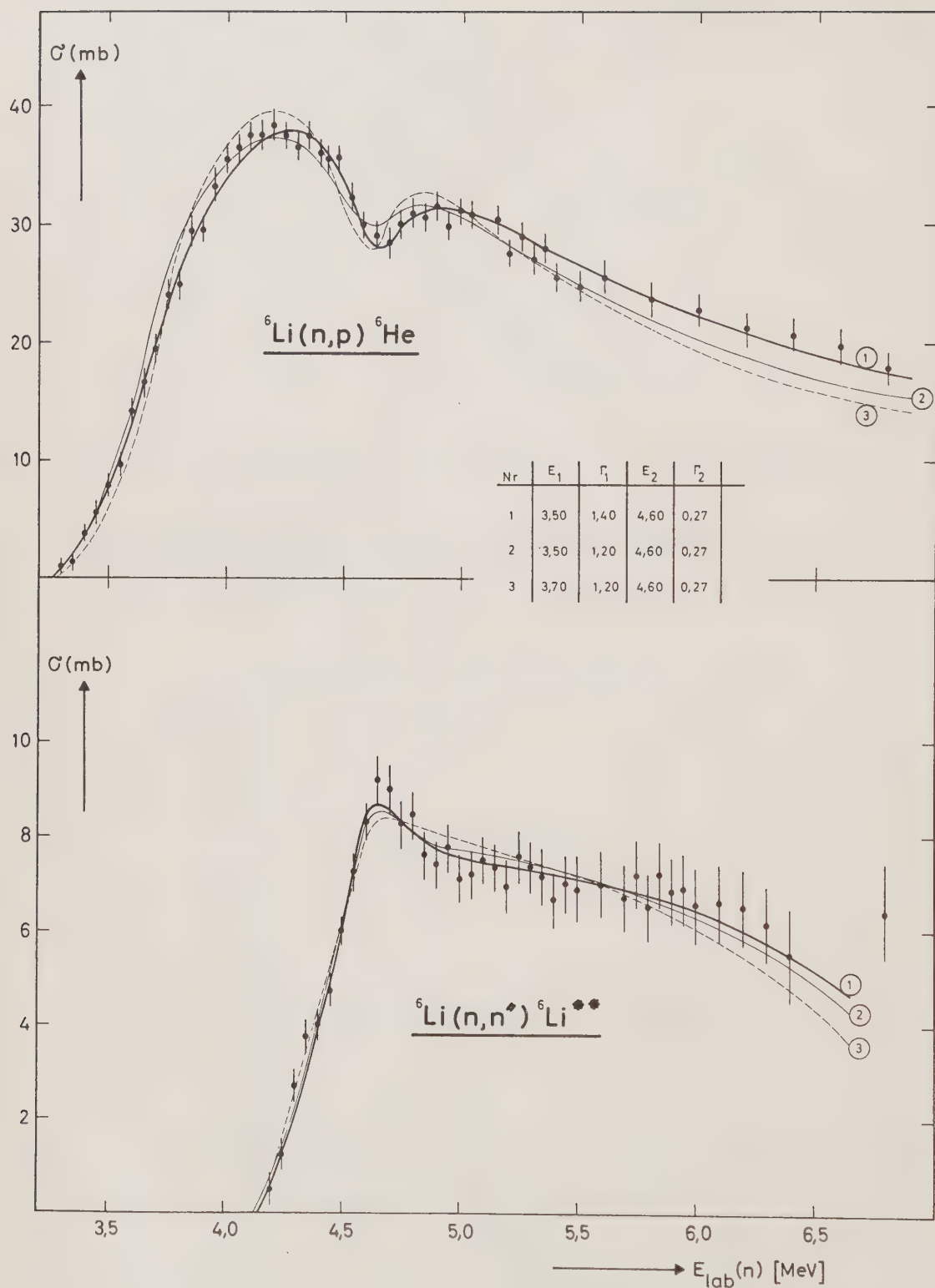


Abb. 17 Anpassungen an gemessene Anregungsfunktionen nach einer 2-Niveau Resonanzformel

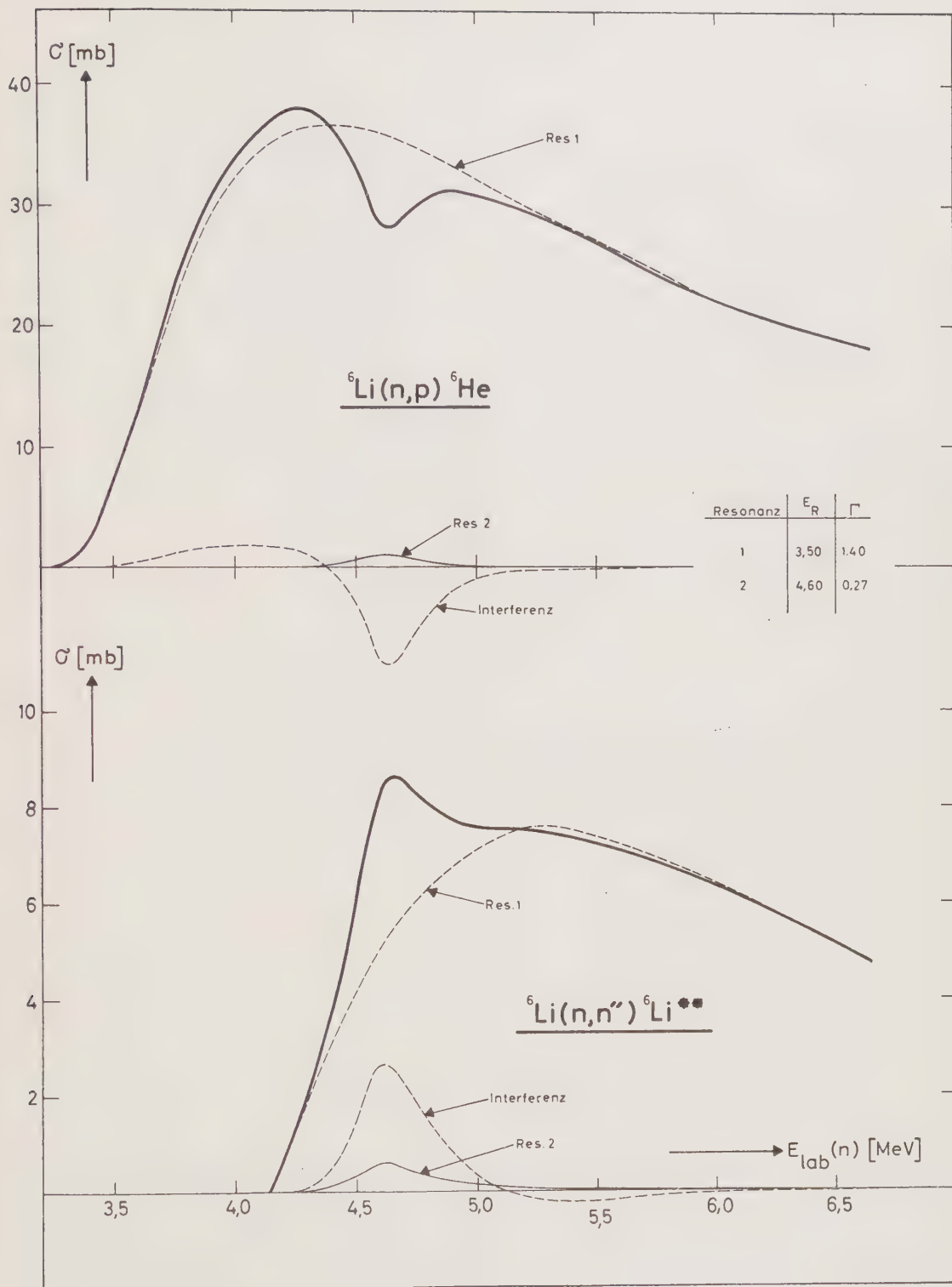


Abb. 18 Zerlegung der Anregungsfunktionen in Beiträge zweier Resonanzen

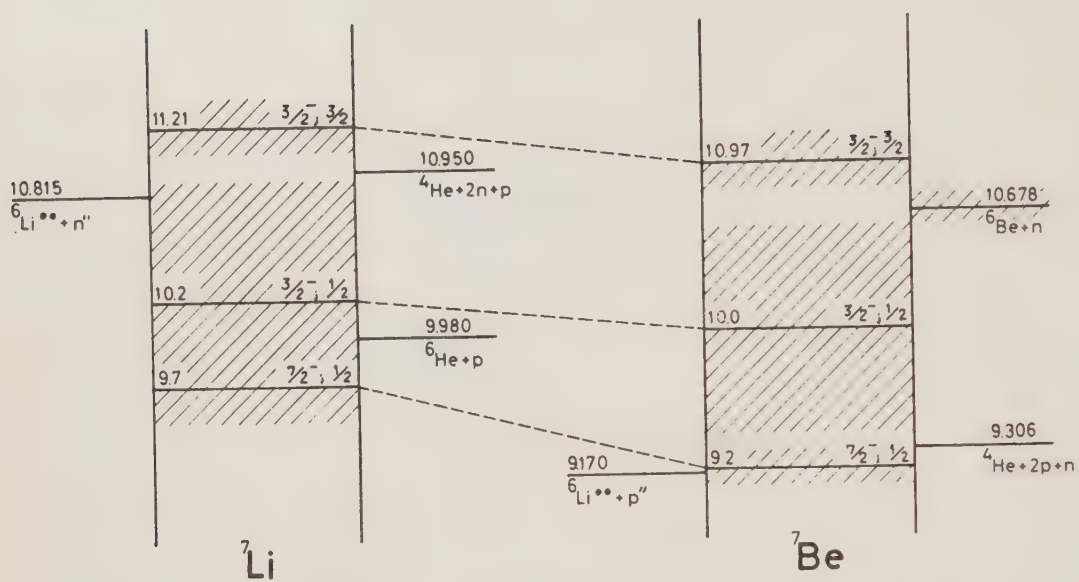


Abb. 19 Niveauschemata für ${}^7\text{Li}$ und ${}^7\text{Be}$ im Anregungsbereich von 9 - 12 MeV

Lebenslauf:

23.7.1939 geboren in Ottweiler/Saar als Sohn des
Prokuristen i.R, Wilhelm Presser und
seiner Ehefrau Elfriede Presser, geb,
Wahlmann

1945 bis 1949 Besuch der Volksschule in Ottweiler/Saar

1949 bis 1958 Schüler des Staatl.Realgymnasiums mit
Oberrealschule in Neunkirchen/Saar

11.3.1958: Abitur

SS 1958 bis Studium der Physik an der Johann Wolfgang
WS 1965/66 Goethe-Universität zu Frankfurt am Main

29.7.1960: Diplomvorprüfung

28.7.1964: Diplomhauptprüfung,Thema der
Diplomarbeit, die am Institut für Kern-
physik unter der Leitung von Prof.E.Schonper
durchgeführt wurde: "Bestimmung des Sauer-
stoffgehaltes von Stahl durch Aktivierung
mit 14 MeV Neutronen"

Seit 1.3.1967 Verwalter einer wissenschaftl.
Assistentenstelle am Institut für Kernphysik
in Frankfurt am Main

Meine akademischen Lehrer waren:

R. Baer, F. Beck, E.A. Behrens, M. Czerny, H. Dänzer,
H. Hartmann, R. Moufang, B. Mrowka, P. Royen, E. Schopper,
H. Steinwedel, G. Süßmann, Th. Wieland.

